



Suivi de substitution de fluides dans les roches par corrélation de bruit : Expériences ultrasonores au laboratoire et surveillance continue en cours d'exploitation du sous-sol

Sandra Barbouteau

► To cite this version:

Sandra Barbouteau. Suivi de substitution de fluides dans les roches par corrélation de bruit : Expériences ultrasonores au laboratoire et surveillance continue en cours d'exploitation du sous-sol. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENU045 . tel-01229380

HAL Id: tel-01229380

<https://theses.hal.science/tel-01229380>

Submitted on 16 Nov 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre, Univers, Environnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Sandra BARBOUTEAU

Thèse dirigée par **Michel Campillo** et **Patrick Rasolofosaon**

préparée au sein de l'**Institut des Sciences de la Terre**
dans l'**École Doctorale Terre Univers Environnement**

Suivi de substitution de fluides dans les roches par corrélation de bruit – Expériences ultrasonores au laboratoire et surveillance continue en cours d'exploitation du sous-sol –

Thèse soutenue publiquement le **10 décembre 2014**,
devant le jury composé de :

Monsieur Campillo Michel

Professeur à l'Université Joseph Fourier, Grenoble (Directeur de thèse)

Monsieur Derode Arnaud

Professeur à l'Université Denis Diderot, Paris (Rapporteur)

Monsieur Gueguen Yves

Professeur à l'École Normale Supérieure, Paris (Président du jury)

Monsieur Rasolofosaon Patrick

Docteur es Sciences, Université Denis Diderot, Paris (Directeur de thèse)

Monsieur Roux Philippe

Directeur de Recherche CNRS à l'ISTerre, Grenoble (Membre du jury)

Monsieur Shapiro Nikolai

Directeur de recherche à l'Institut de Physique du Globe, Paris (Rapporteur)

*Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France /
Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP*



Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu les membres du jury de cette thèse, à savoir Messieurs Yves Gueguen et Philippe Roux ainsi que Messieurs Arnaud Derode et Nikolai Shapiro qui ont accepté d'être rapporteurs. Je n'oublie évidemment pas mes directeurs, Messieurs Patrick Rasolofosaon et Michel Campillo, à qui je dois un immense merci pour leur aide, bienveillance et patience durant ces trois années.

Je ne peux me retenir de mentionner ici l'humour de Patrick qui a égayé ces trois années, je pense en effet maîtriser désormais la totalité des jeux de mots contenant les termes « air » « vent » et « souffle ». Voir Partie 2.

Je souhaite également témoigner à Noalwenn ma gratitude pour son aide et sa disponibilité, sans oublier tout le soutien qu'elle m'a apporté pendant ma thèse.

J'ai en outre beaucoup apprécié les discussions que nous avons tous les trois au sujet de la musique, de la danse, des arts, de la danse, des langues, de la danse, de la politique, de la musique, de la danse...

A ce stade, j'en profite pour remercier l'ensemble du département de Géophysique-Géomécanique pour leur accueil durant ces trois années.

Je n'oublie pas non plus les membres de l'entreprise CGG impliqués dans la collaboration dans laquelle s'inscrit cette thèse : Madame Estelle Schissele-Rebel, Messieurs Pierre-François Roux, Florian Duret, Eric Forgues, Benoît de Caqueray, Julien Cotton, Jean-Charles Ferran, Jean-Paul Gruffeille et Salvador Rodriguez.

Je remercie également les collaborateurs du monde académique comme Messieurs Xavier Briand, Laurent Stehly (on dirait vraiment des synthétiques), Florent Brenguier ou encore Gregor Hillers de l'ISTerre.

Merci aussi à Jean-François Nauroy, Virginie Vassil ou encore Valérie Poitrineau avec qui j'ai réalisé mon travail expérimental dans une très bonne ambiance. J'insisterai sur les remerciements envers Virginie, dont les anecdotes de costumes et de spectacles m'ont passionnée.

Merci à Caroline dont j'ai partagé le bureau deux années durant, ce fut un plaisir d'échanger nos impressions sur les spectacles et de profiter de ton expérience du monde du travail.

Il est temps que je remercie mes pairs, mes égaux, mes compagnons de galère : les thésards. Merci pour l'ambiance, la bonne humeur, la ponctualité des repas (11h30 on vous dit), les débats qui tournent en rond (coucou Arthur), l'optimisation pour credo, les petites chansons a capella devant l'ordinateur : Benjamin, Caroline, Arthur, Alexander, Nicolas...et j'en oublie sans doute. Merci à Caroline pour nos intéressantes discussions à propos de théâtre de danse et d'opéra. Merci à Marine, pour tous les bons moments passés ensemble. Merci à Thomas pour toutes les petites pauses café.

Enfin, le dernier mais non le moindre, merci à mon bien-aimé Maxime pour m'avoir apporté son indéfectible soutien durant ces trois années.

Résumé

L'interférométrie sismique, tout comme l'interférométrie optique, étudie les phénomènes d'interférence entre des couples de signaux sismiques afin de mettre en évidence des différences entre ces signaux (par exemple *Curtis et al. 2006*). Les traitements utilisés consistent le plus souvent à corrélérer les enregistrements entre différents capteurs pour remonter aux fonctions de Green, (ou réponse impulsionnelle) entre ces récepteurs (par exemple, *Derode et al. (2003)*, *Wapenaar et al. (2004)*, *Larose et al. (2006)*, *Sanchez-Sesma et Campillo (2006)*). Ce principe a déjà été appliqué avec succès dans les domaines de la sismologie (*Campillo et Paul (2003)*), des ultrasons (*Weaver et Lobkis (2001)*), de l'exploration sismique (*Schuster (2001)* et *Wapenaar et al. (2004)*), et même de l'héliosismologie (*Duvall et al. (1993)*). Dans tous ces cas, l'analyse des corrélations a conduit à une description détaillée des milieux de propagation, en l'occurrence l'intérieur de la Terre dans le cas de la sismologie.

La sismique passive, par opposition à la sismique active utilisant les sources cohérentes artificielles (explosifs, canons à air, vibreurs...), exploite les sources cohérentes naturelles (séismes...). Depuis peu la sismique passive exploite également des champs d'ondes aléatoires engendrées à des temps inconnus par une multitude de sources inconnues dans le sous-sol qui sont enregistrées à différentes positions de récepteurs. L'analyse par interférométrie sismique des enregistrements à deux capteurs permet de remonter aux fonctions de Green, ou réponse impulsionnelle, entre ces deux récepteurs (*Derode et al. (2003)*).

Cette thèse, à vocations à la fois expérimentale et applicative, a deux buts :

- vérifier au laboratoire, sur des expériences ultrasonores et avec différents types de roches, l'efficacité du monitoring de substitution de fluides par l'analyse interférométrique ultrasonore
- appliquer sur le terrain les méthodes d'interférométrie sismique passive à des expériences ponctuelles de surveillance sismique passive d'exploitation du sous-sol.

Ce manuscrit présente, après une synthèse bibliographique, la mise au point d'une nouvelle méthode de mesure des constantes élastiques d'un échantillon de roche (sèche ou saturée de fluide) basée sur les principes de l'interférométrie ultrasonore et de la spectroscopie par résonance ultrasonore. La méthode a été testée et validée (reproductibilité, fidélité, fiabilité...) sur un matériau standard de propriétés connues (aluminium). On expose que les effets de substitution fluide sont tout-à-fait mesurables avec la méthode sur divers échantillons de roches sèches puis saturées (en eau ou en éthylène glycol) et les résultats sont en accord raisonnable avec la théorie poroélastique de Biot-Gassmann.

En outre, un certain nombre de faiblesses de la méthode ont été mises en évidence, à savoir la limitation à des roches assez homogènes et peu atténuantes.

La dernière partie de ce manuscrit met en évidence des variations de vitesse des ondes dans un champ d'hydrocarbures (informations relatives à ce champ confidentielles) concomitantes avec le début de l'injection de vapeur dans celui-ci (pour récupération assistée de l'huile).

SOMMAIRE

PARTIE 1 : Contexte et motivations.....	9
1 Introduction	11
2 Pré-requis.....	14
2.1 Équation d'onde	14
2.2 Ondes sismiques	14
2.3 Ondes de volume.....	14
2.3.1 Ondes de surface.....	15
2.4 Fonction de Green	16
2.5 La coda sismique.....	17
2.6 Le bruit sismique	18
2.6.1 Origines du bruit sismique	18
2.6.2 Le bruit sismique : ondes de surface ou ondes de volume ?	18
3 L'interférométrie sismique passive	19
3.1 Principe des corrélations de bruit.....	19
3.2 Aspects théoriques : conditions requises pour faire de l'interférométrie sismique passive.....	20
3.2.1 Nécessité de l'équipartition.....	20
3.2.2 Position des sources et rôle des diffuseurs	22
3.3 Les applications de l'interférométrie.....	25
3.3.1 Les différents domaines d'application	25
3.3.2 Différents types de signaux à corrélérer	28
3.4 L'interférométrie sismique passive.....	29
3.4.1 Intérêt des corrélations dans le domaine de la sismique passive	29
3.4.2 Applications de l'interférométrie sismique passive	29
4 Le monitoring sismique.....	30
4.1 Intérêts et motivations	30
4.2 Principe du monitoring sismique	31
4.3 Les différentes méthodes de monitoring	32
4.3.1 La méthode du stretching.....	32
4.3.2 Méthode des doublets ou "Moving Window Cross Spectral Analysis" (MWCSA)	33
4.3.3 Le monitoring dans l'exploitation pétrolière	34
5 Traitement des enregistrements de bruit avant corrélation	35
5.1 Premiers traitements	35
5.2 Normalisations dans le domaine temporel.....	35
5.2.1 Normalisation à 1 bit	36
5.2.2 Méthode du seuil d'écrêtage	37
5.2.3 Détection automatique et suppression d'évènements	37

5.2.4 Normalisation par la moyenne glissante de la valeur absolue	37
5.2.5 Normalisation itérative « water-level »	38
5.3 Normalisation dans le domaine spectral ou blanchiment	38
5.4 Sommation	39
5.5 « Débruiter » les signaux : la méthode des curvelets.....	39

PARTIE 2 : Interférométrie ultrasonore et substitutions de fluide à l'échelle du laboratoire..... 43

1 Objectifs	45
2 Méthodes conventionnelles de mesure des constantes élastiques au laboratoire 46	
3 Principe de l'étude et dispositif expérimental.....	47
3.1 Dispositif expérimental	47
3.2 Protocole	48
3.3 Justification de la procédure expérimentale	51
3.3.1 Pourquoi utilise-t-on un filtre passe-haut ?	51
3.3.2 Pourquoi somme-t-on les corrélations ?	52
3.3.3 Pourquoi s'intéresse-t-on au spectre de la somme des corrélations ?	55
3.3.4 Identification des pics de résonance.....	59
3.3.5 A propos du code d'inversion.....	61
4 Validation de la procédure expérimentale.....	63
4.1 Validation des logiciels utilisés, dans la gamme de fréquence d'intérêt.....	63
4.2 Reproductibilité de l'expérience.....	64
4.3 Validation des résultats de l'inversion	65
5 Résultats	69
5.1 Résultats dans l'aluminium.....	69
5.2 Résultats dans le plexiglas	70
6 Suivi de substitutions de fluides dans des roches poreuses par interférométrie ultrasonore.....	72
6.1 Résultats dans les roches sèches	73
6.2 Résultats dans les roches saturées	76
6.2.1 Comparaison entre roche sèche et roche saturée	76
6.2.2 Résultats de l'inversion pour les roches saturées	79
6.2.3 Comparaison entre roches saturées d'eau et roches saturées d'éthylène glycol	79
6.3 Interprétation physique et comparaison avec les prédictions de la théorie poroélastique.....	83
6.3.1 Théorie poroélastique statique conventionnelle.....	83
6.3.2 Lien entre les modules poroélastiques et les modules d'ondes des roches sèches et saturées	85

6.3.3 Effets perturbateurs dus à la présence de défauts mécaniques et à la viscosité du fluide saturant.....	88
7 Conclusion.....	90
PARTIE 3 : Suivi des propriétés élastiques d'un champ d'hydrocarbures soumis à injections de vapeur	93
1 Introduction	95
2 Système d'acquisition de données.....	95
3 Les données.....	96
3.1 Etude fréquentielle	97
3.2 Alternance jour/nuit	98
4 Traitement des données	100
4.1 Temps de sommation des signaux	100
4.2 Processus pour calcul des corrélations.....	103
5 Etude des variations temporelles de vitesse	104
5.1 Analyse des corrélations : transformée en curvelets puis méthode des doublets	104
5.1.1 Utilisation de la transformée en curvelets	105
5.1.2 Utilisation de la méthode des doublets.....	112
5.2 Résultats.....	116
5.2.1 En utilisant des stations réparties tout au long de la ligne	116
5.2.2 En utilisant des stations situées au voisinage du puits injecteur	118
5.2.3 Etudes des variations de vitesse en choisissant pour référence une période pré-injection.....	121
5.2.4 Interprétation des résultats : noyaux des sensibilité	122
6 Conclusion.....	124
Conclusions générales	127
Annexes.....	129
Bibliographie	132

PARTIE 1 : Contexte et motivations

1 Introduction

Les données provenant de séismes sont, depuis le début du vingtième siècle, utilisées afin d'étudier et caractériser le sous-sol. Que cela soit dans un but académique (connaissance de la Terre) ou industriel (prospection), il est nécessaire de disposer du plus grand nombre de sources sismiques possibles. Nous sommes là dans le domaine de la sismique dite active. Les signaux proviennent en effet de séismes naturels, ou bien de camions vibreurs, de canons à air comprimé ou encore d'explosions utilisés lors de campagnes d'acquisitions sismiques.

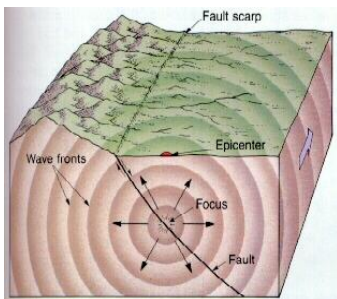


Figure 1 : Schéma d'un séisme



Figure 2 : Camions vibreurs

Dans ce cadre, les problèmes liés à la sismique active apparaissent aisément :

- Les séismes : la limitation dans l'espace (les sources des séismes sont localisées à proximité des failles sur Terre) et dans le temps (caractère aléatoire et espacé dans le temps des séismes) des événements sismiques limite l'éclairage du sous-sol, et donc la quantité d'informations disponible. En effet les sources de séismes sont localisées le long des limites de plaques tectoniques ou des failles, et les séismes se produisent de manière irrégulière dans le temps.
- Les sources contrôlées : d'autre part, outre la mobilisation d'importants moyens techniques et financiers, les campagnes d'acquisitions sismiques liées à la prospection génèrent quant à elles des nuisances environnementales importantes.

C'est dans le but de s'affranchir de ces limitations que sont apparues les méthodes sismiques passives. En effet en corrélant des signaux de bruit sismique enregistrés en deux stations différentes, on obtient en fait une réponse impulsionnelle du milieu considéré entre ces stations, comme si l'une était la source et l'autre le récepteur. Ainsi, il y a autant de trajets possibles qu'il y a de paires de stations. Ces dernières étant positionnées où on le souhaite sur terre, le problème de la localisation des sources de séismes est contournable. Cette technique permet également de contourner le problème

de l'atténuation des plus hautes fréquences avec la distance, qui apparaît dans l'étude des signaux provenant de séismes distants. Dans le cas de la corrélation, on peut placer les stations aussi proches les unes des autres que souhaité, et ainsi bénéficier de l'enregistrement des hautes fréquences. Cela permettra par exemple de faire de l'imagerie de plus haute résolution. Dans le cadre de la prospection, cette méthode permet de se passer de campagnes d'acquisitions sismiques.

Un autre avantage de la technique des corrélations est de disposer d'enregistrements continus dans le temps, et non limités aux occurrences de séismes, ou de campagnes d'acquisition. En effet, les stations sismiques enregistrant de manière continue sur Terre, elles enregistrent du bruit sismique en permanence, et des signaux sismiques lorsqu'il en arrive (voir figure 3 : environ 95 % de l'enregistrement est fait de bruit). Ainsi en comparant deux corrélations de bruit réalisées à deux dates différentes (deux journées par exemple), on peut observer et suivre des évolutions, des modifications de la structure terrestre, comme à l'approche d'éruptions volcaniques.

Cela nous mène donc au dernier intérêt de cette technique : le suivi dans le temps de structures géologiques, ou de sites d'intérêts, tel un volcan, un stockage de CO₂ ou un réservoir d'hydrocarbures.

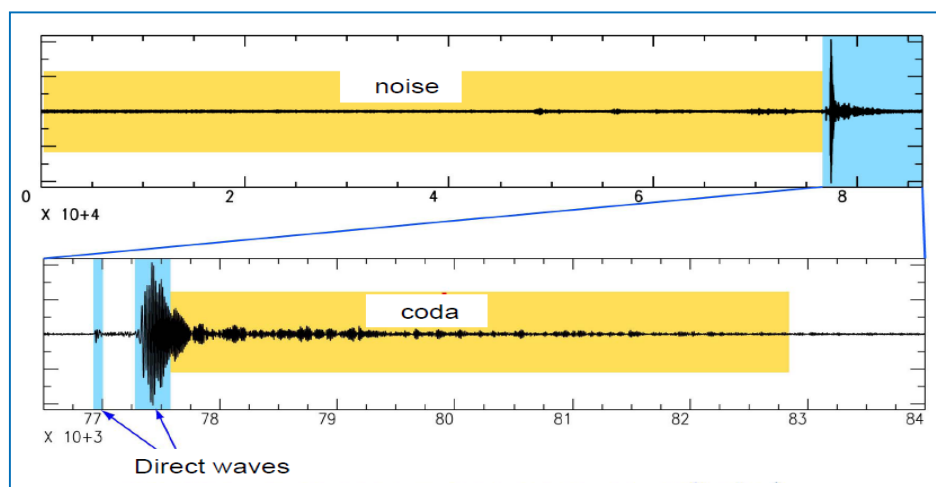


Figure 3: Enregistrement sismique. En haut : exemple d'enregistrement (bruit sismique puis arrivée des signaux). En bas : "zoom" sur le signal sismique : ondes directes et coda.

Toutefois, si l'application de la sismique active au monitoring est très connue et très documenté (voir par exemple *Calvert (2005)* et les nombreuses références incluses), les références concernant les applications de l'interférométrie sismique passive au monitoring sismique se limitent pratiquement toujours à des applications à l'échelle sismologique, pour la surveillance des zones sismiques ou volcaniques (comme l'ont fait *Brenguier et al. 2008*).

A notre connaissance les références sont pratiquement inexistantes sur l'interférométrie en sismique passive dans le domaine de la sismique appliquée au monitoring de

l'exploitation du sous-sol (exploitations de réservoirs pétroliers, ou stockage de CO₂...), et à l'échelle du laboratoire dans le domaine de l'acoustique des roches en conditions contrôlées. En effet, la littérature traitant d'interférométrie, à l'échelle du laboratoire, utilisant des signaux passifs, dans un but de monitoring est quasiment inexistante. Cette technique permettrait pourtant une économie de temps et de moyens, couplée à une information en continu sur le contenu d'un réservoir par exemple.

C'est dans cette démarche que s'inscrit cette thèse, et que nous avons cherché, d'abord au laboratoire, en conditions les plus contrôlées possibles, en utilisant des ondes ultrasonores sur des échantillons de roches, puis sur le terrain en analysant des enregistrements continus, à développer une méthode de suivi par interférométrie sismique d'une substitution de fluide au sein d'un échantillon de roche au laboratoire, ou à l'échelle du réservoir sur le terrain.

Cette synthèse bibliographique est composée comme suit : après quelques rappels théoriques sur les ondes mécaniques, l'interférométrie sismique passive et ses applications sont abordées, notamment le monitoring de sites géologiques ; cela nous mène à la troisième et dernière partie de ce chapitre : le monitoring.

2 Pré-requis

2.1 Équation d'onde

Les ondes sismiques correspondent à des solutions de l'équation de propagation de déformations locales ou équation d'onde. Dans un milieu homogène et isotrope, sans sources, cette équation est :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) - \mu \nabla^2 \vec{u}$$

avec ρ densité du milieu, μ et λ coefficients de Lamé du milieu considéré (ils traduisent ses propriétés élastiques), $\vec{\nabla}$ opérateur nabla, \vec{u} champ de déplacement lié au passage de l'onde.

En décomposant le champ de déplacement en deux déplacements, l'un transverse et l'autre longitudinal :

$$\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T$$

on obtient deux vitesses, chacune correspondant à l'un de ces déplacements :

$$v_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \text{ et } v_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

2.2 Ondes sismiques

Les signaux sismiques sont constitués des arrivées de plusieurs types d'ondes : ondes de volumes et ondes de surfaces. Dans chacune de ces catégories, plusieurs sous-types d'ondes sont également identifiés. Voici les principaux types d'ondes se propageant dans la terre :

2.3 Ondes de volume

Les ondes P : ce sont les ondes de compression ; elles sont enregistrées en premier lors d'un séisme, d'où l'appellation "P" pour "primae"(premier en latin). Le déplacement des particules se fait parallèlement à la direction de propagation de l'onde. Elles sont les premières à apparaître sur les sismographes lors de séismes. Elles sont en effet les plus rapides à se propager avec une vitesse moyenne 6-7 km.s⁻¹.

Arrivent ensuite les ondes S, ondes de cisaillement. Leur appellation S provient du latin "secondae" (second). Dans leur cas, le mouvement des particules se fait perpendiculairement à l'axe de propagation de l'onde, lors de son passage. Elles arrivent après les ondes P sur les sismographes et se propagent avec une vitesse moyenne de 2-3 km.s⁻¹.

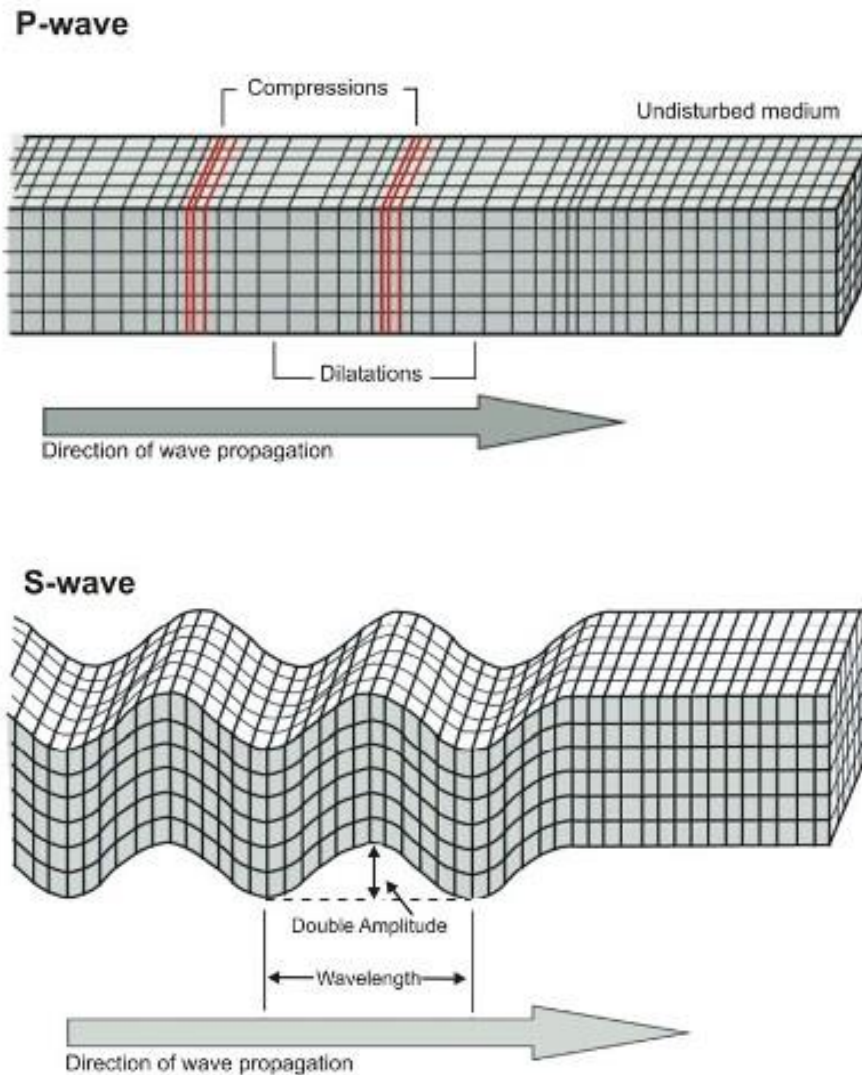


Figure 4 : Schéma des déplacements induits dans un milieu de propagation par une onde P (en haut) et une onde S (en bas)

2.3.1 Ondes de surface

Parmi les signaux sismiques figurent également des ondes de surface. Elles se propagent à l'interface air/surface terrestre dans le cas des ondes de Love ou de Rayleigh. Celles-ci

ont une faible profondeur de pénétration dans la croûte terrestre (environ 1.5 fois la longueur d'onde pour les ondes de Rayleigh), et l'amplitude du mouvement des particules s'atténue avec la profondeur.

Les ondes de Rayleigh : elles impliquent un mouvement elliptique des particules au passage de l'onde. L'amplitude de ce mouvement diminue exponentiellement avec la profondeur.

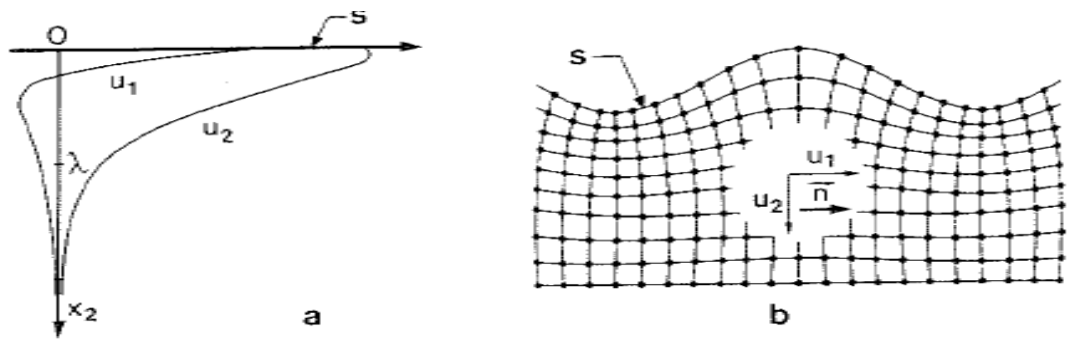


Figure 5 : onde de Rayleigh dans un milieu isotrope semi-infini. Vecteur : sens de propagation. a) décroissance de la composante longitudinale u_1 et de la composante transversale u_2 en fonction de la profondeur. b) déformation de la surface. (modifié d'après Royer-Dieulesaint 1996)

Les ondes de Love : elles nécessitent qu'une couche "mince" d'un matériau soit posée sur un autre matériau pour apparaître. Elles se propagent alors dans cette couche mince et son substrat.

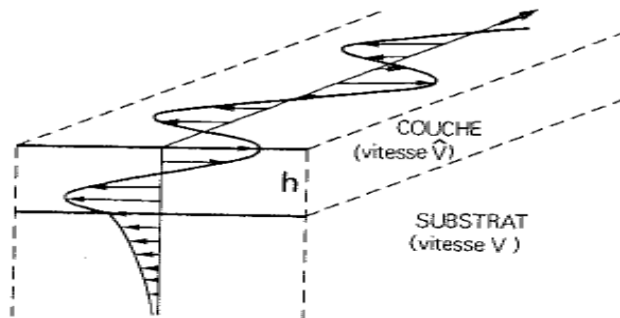


Figure 6 : onde de Love : onde transversale se propageant dans une couche et dans son substrat (si $v_T > V$ avec v_T vitesse dans le substrat et V vitesse dans la couche). L'épaisseur du substrat en vibration est d'autant plus grande que la fréquence est basse ($\lambda \gg h$). (modifié d'après Royer et Dieulesaint, 1996)

2.4 Fonction de Green

La fonction de Green est la solution de l'équation d'onde si l'on considère une source impulsionnelle et ponctuelle. Elle est donc la réponse impulsionnelle du milieu, elle

caractérise la propagation en son sein. C'est ce qu'on enregistrerait si la source émettait une impulsion, un Dirac.

Lors que la source placée en \vec{r}_0 émet un signal $e(\vec{r}_0, t)$, l'émetteur placé en \vec{r} reçoit $e(\vec{r}_0, t) \otimes h(\vec{r}, \vec{r}_0, t)$, où h est la fonction de Green pour une source placée en \vec{r}_0 et un récepteur placé en \vec{r} .

Ainsi, les signaux reçus par des sismographes ou par des capteurs déployés dans le cadre d'une campagne de prospection reçoivent des fonctions de Green convoluées aux signaux sources, en provenance de toutes les sources présentes, après des trajets divers et variés (directs, réflexion, diffusion..).

2.5 La coda sismique

Lorsqu'on étudie un sismogramme, on distingue plusieurs arrivées : les ondes P puis les ondes S, suivies par les ondes de surfaces, puis la partie plus tardive appelée "coda" ("queue" en italien, du latin "cauda").

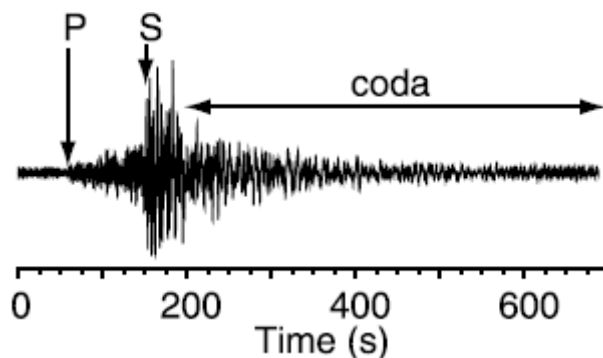


Figure 7 : exemple de signal sismique avec arrivées des ondes P, S, puis de la coda (D'après Campillo et Paul 2003)

Dans cette dernière partie, figurent en fait toutes les arrivées plus tardives que l'on attribue aux ondes ayant suivi un trajet indirect : elles ont subi des réflexions sur des interfaces (sur le manteau par exemple dans le cadre de la sismologie, ou sur une interface entre deux strates dans le cadre de la prospection), des diffusions lors de la rencontre avec des diffuseurs... En effet le sous-sol étant un milieu hétérogène, les nombreuses hétérogénéités et variations de propriétés élastiques peuvent modifier le trajet de l'onde. Cette dernière étant alors retardée par rapport aux arrivées directes (ondes S ou P par exemple), elle apparaîtra dans la coda, la partie tardive du signal sismique. De plus, ayant subi réflexion ou diffusion, son amplitude sera atténuée par rapport aux arrivées plus directes.

2.6 Le bruit sismique

2.6.1 Origines du bruit sismique

Dans le domaine des hautes fréquences (c'est-à-dire au-dessus de 1 Hz) le bruit est dominé par des sources locales, souvent anthropiques. L'origine du bruit est donc spécifique à chaque cas (une route et le passage de véhicules, une usine et le fonctionnement de pompes...).

Dans les fréquences plus basses (périodes de 1 à 30 secondes), il est admis que le bruit microsismique est dominé par les ondes de gravité océanique, c'est-à-dire la houle. Le bruit sismique est donc sensible aux tempêtes océaniques. Ce dernier présente ainsi certaines caractéristiques saisonnières et déterministes (*Campillo et al. 2011*).

Le pic de période de 7 secondes (voir figure ci-dessous) aurait pour origine les interactions non linéaires des vagues océaniques qui provoquent des variations de pression sur le fond des océans (*Longuet-Higgins 1950*). Le deuxième "pic", moins marqué, à 14 secondes, serait quant à lui la signature des vagues océaniques. Ces pics sont appelés "pics microsismiques primaires et secondaires" et sont tous deux liés à la houle océanique.

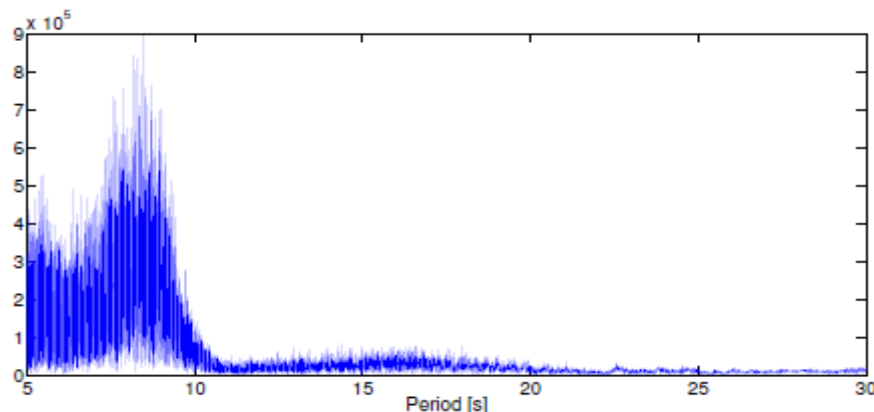


Figure 8 : Spectre de l'enregistrement d'une journée (le 15 janvier 2005) de bruit de fond sismique par la station BFO en Allemagne

2.6.2 Le bruit sismique : ondes de surface ou ondes de volume ?

L'essentiel du bruit étant généré en surface, les ondes de surface (ondes de Rayleigh ou de Love) dominent dans le bruit (*Friedrich et al. (1998)*), et par conséquent elles se retrouvent majoritairement dans ses corrélations (*Campillo et al. (2011)*).

Toutefois, *Roux et al. (2005)* démontrent la présence à la fois d'ondes Rayleigh mais aussi d'ondes P dans les corrélations de bruit enregistré par des stations sismiques spatialement proches (moins de 11 kilomètres de distance) en Californie. En outre *Poli et*

al. (2012) ont mis en évidence les discontinuités du manteau terrestre à partir d'ondes de volume, par des corrélations de bruit ambiant.

3 L'interférométrie sismique passive

3.1 Principe des corrélations de bruit

Aki (1957) a ouvert la route vers les techniques de corrélations de bruit puisqu'il fut le premier à utiliser cette méthode pour imager le sous-sol.

En interférométrie, le principe est de corrélérer les signaux reçus par deux capteurs distincts R_1 et R_2 , et provenant d'une source S ou d'une multitude de sources. Dans l'expérience ci-dessous, deux capteurs X_1 et X_2 sont placés dans une distribution aléatoire de sources de bruit ambiant, décorrélées entre elles. Les signaux enregistrés en X_1 et en X_2 sont présentés, ainsi que leur corrélation.

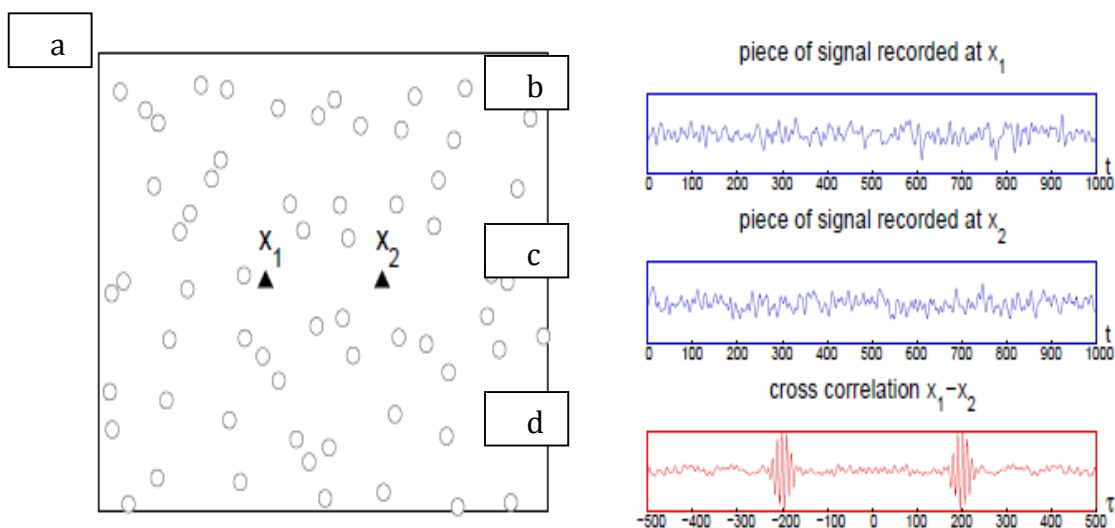


Figure 9 : a) distribution de sources aléatoire (les cercles représentent les sources) dans laquelle deux capteurs, x_1 et x_2 sont placés. b) signal enregistré par le capteur 1. c) signal enregistré par le capteur 2. d) corrélation temporelle des signaux 1 et 2. (d'après Garnier 2009)

On constate que la corrélation donne deux maxima, correspondant aux parties causales (temps positifs) et acausales (temps négatifs) de la fonction de Green correspondant à la réponse du milieu qui serait mesurée en un récepteur si une source active était située à la place du deuxième récepteur. Le temps de propagation entre X_1 et X_2 est bien sûr de 100 dans cette expérience, d'où les positions des maxima.

Cette méthode permet ainsi de retrouver la fonction de Green du milieu dans lequel les deux capteurs sont plongés. On obtient donc, par simple corrélation de deux signaux enregistrés, des informations intrinsèques au milieu étudié. C'est pourquoi elle a été appliquée dans divers domaines de la physique.

3.2 Aspects théoriques : conditions requises pour faire de l'interférométrie sismique passive

3.2.1 Nécessité de l'équipartition

Afin de pouvoir reconstruire la fonction de Green entre deux capteurs par corrélation des signaux qu'ils reçoivent, il est nécessaire que la condition d'équipartition soit remplie. C'est-à-dire qu'en régime diffusif, obtenu lorsque l'onde subit plusieurs événements de diffusion (c'est le cas des ondes de la coda), le champ d'ondes est constitué de tous les modes possibles de propagation. Par exemple, en espace libre, les modes possibles sont les ondes S et P. Dans ce cas, équipartition signifie que le champ d'ondes est constitué d'ondes se propageant dans toutes les directions et avec toutes les polarisations possibles, ceci de manière équitable (chaque direction et chaque polarisation a un poids égal dans la moyenne). L'équipartition de l'énergie, pour un espace à référence homogène en trois dimensions, mène à la relation

$$\frac{\langle P \rangle}{\langle S \rangle} = 2 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^3 \quad (\text{Weaver, 1982}) \text{ avec } \langle P \rangle \text{ et } \langle S \rangle \text{ densités d'état des ondes P, respectivement}$$

S, et α et β vitesses des ondes P et S respectivement. La stabilisation de ce ratio est un bon indicateur que le champ d'ondes entre dans le régime dans lequel l'énergie totale est décrite par l'équation de diffusion, et donc que le champ évolue vers l'équipartition et l'isotropie. Ce ratio est donc une signature de l'équipartition de l'énergie dans les états de propagation S et P. (*Campillo, 2006*).

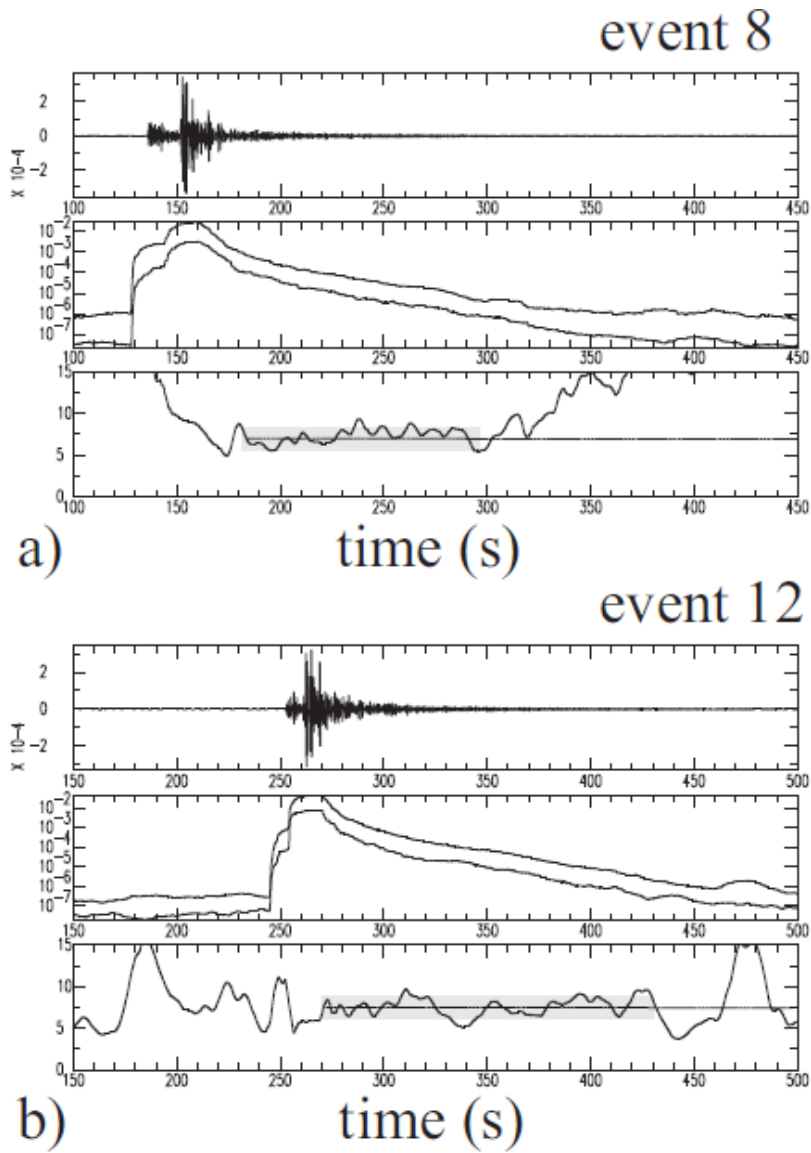


Figure 10 : Exemples de stabilisation du ratio des énergies des ondes P et S pour deux séismes dont les épicentres sont à différentes distances de la station sismique. Dans chaque cas, les figures montrent : les sismogrammes de la composante verticale (en haut) ; les énergies P et S calculées dans la bande de fréquences de 1 à 3 Hz (milieu) ; le ratio d'énergie S / P (en bas). Notons que les énergies sont tracées avec une échelle logarithmique alors que le ratio est tracé avec une échelle linéaire. (D'après Campillo et al. 1999)

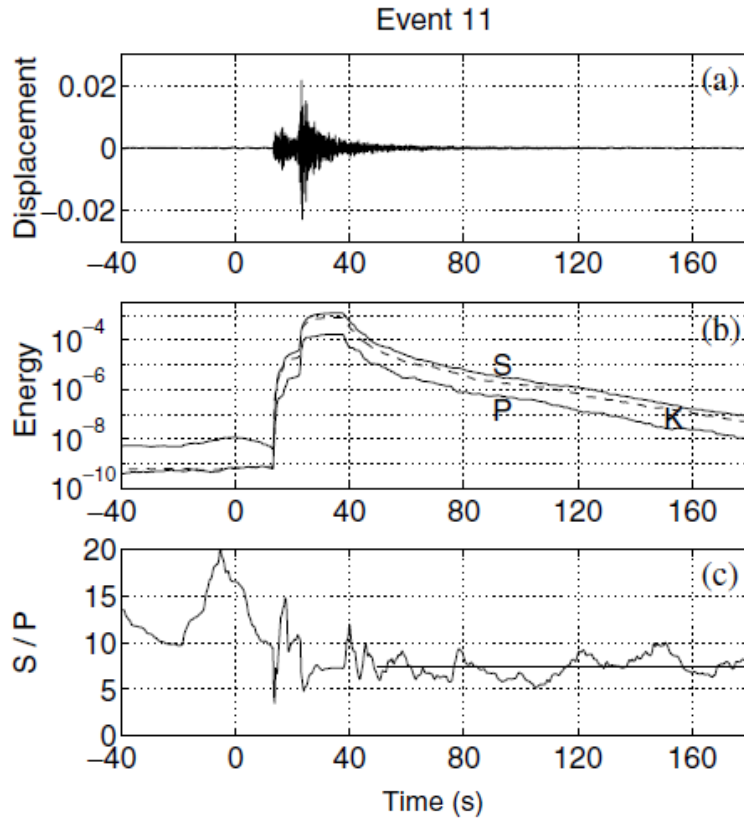


Figure 11 : sismogramme observé, dans une bande passante de 1 à 3 Hz, pour un évènement dont l'épicentre est situé à 35 km du réseau de stations qui l'a enregistré, et de magnitude 4.3. De haut en bas : 1) tracé linéaire du déplacement mesuré, dans la bande spectrale choisie, en fonction du temps. 2) tracé semi-logarithmique de la densité d'énergie ; une distinction est faite entre l'énergie cinétique (K, ligne en pointillés), l'énergie des ondes S (S) et l'énergie des ondes P (P). 3) Tracé linéaire du ratio des énergies S/P (modifié d'après Hennino et al. 1999)

3.2.2 Position des sources et rôle des diffuseurs

Larose et al. (2006) réalisent une expérience dans laquelle deux capteurs A et B sont entourés par des sources formant un cercle parfait autour d'eux. Chaque source émet un pulse. Ils enregistrent les signaux reçus en A et B puis les corrèlent entre eux. Alors le résultat est

$$C_{AB}(\tau) = \sum_s C_{AB}^s(\tau) \text{ soit la somme des corrélations des signaux reçus en A et B si chaque}$$

source s était la seule à émettre un signal.

Dans cette configuration, la fonction de corrélation laisse apparaître deux pics, qui correspondent exactement à \pm le temps de vol AB/c , c vitesse de l'onde dans le milieu, d'un pulse qui irait d'un capteur à l'autre ; ainsi la corrélation présente une forte similarité avec la fonction de Green qui serait obtenue sur A était une source et B un récepteur. Cela correspond à une onde cylindrique qui convergerait vers A (temps négatifs), puis serait réémise en une onde divergente à partir de A (temps positifs de la corrélation).

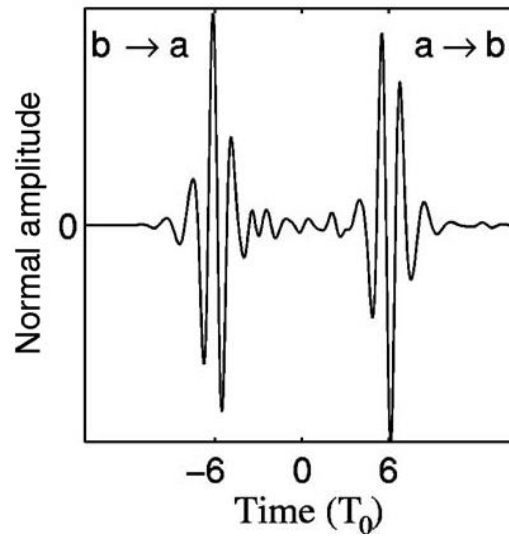


Figure 12: Corrélation typique obtenue dans cette expérience si a et b sont séparés de 6 longueurs d'onde. La partie négative (respectivement positive) correspond à la propagation de b vers a (resp. de a vers b). (Modifié d'après Larose et al. (2006))

Derode et al. (2003) ont également montré l'importance de la position des sources en forme de miroir à retournement temporel parfait pour retrouver la fonction de Green. Dans leur cas, ils ont étendu cette affirmation au cas d'un milieu ouvert et hétérogène. Mais s'ils se plaçaient dans le cas de champs diffus, Wapenaar (2004) a montré la relation entre fonction de Green et corrélation d'ondes enregistrées à la surface libre d'un milieu, qu'il soit aléatoire ou déterministe.

Si en revanche les sources ne forment plus un cercle parfait autour des deux capteurs, mais seulement un arc de cercle, alors la fonction de Green n'est pas reconstruite par la corrélation.

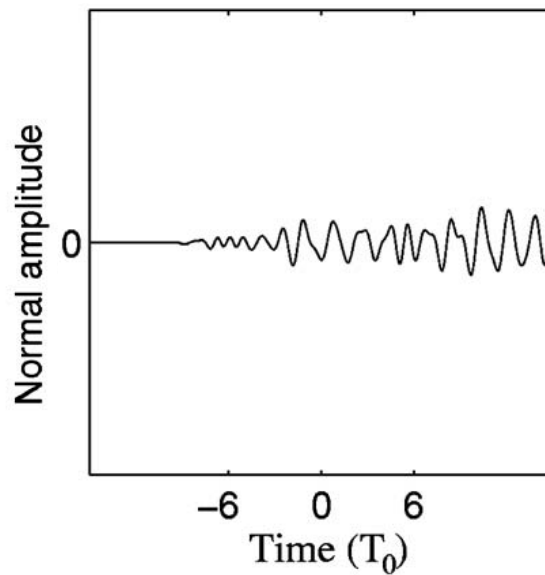


Figure 13 : corrélation obtenue pour le même couple de capteurs qu'en figure 12, mais pour une distribution de sources disposée en arc de cercle (les sources ne forment pas un cercle parfait) : reconstruction imparfaite du front d'onde.
(Modifié d'après Larose et al.(2006))

Ensuite, Larose et al. (2005 et 2006) rajoutent des diffuseurs dans le milieu, le rendant ainsi hétérogène. Les sources sont toujours disposées en arc-de-cercle et n'entourent toujours pas les deux capteurs A et B. Les signaux reçus en chaque capteur sont maintenant des signaux complexes et de longue durée, de plus de 300 fois la période centrale du signal, ce qui témoigne d'un régime de diffusion multiple ; ces signaux sont des codas. La corrélation réalisée à partir du début de ces codas (50 fois T_0) reçues en A et en B ne permet toujours pas de reconstruire la fonction de Green. Seulement une partie du front d'onde cylindrique apparaît.

Si maintenant on utilise la partie tardive de la coda, de 50 à 300 T_0 , le tracé de la fonction de corrélation en 2 dimensions à un instant donné permet de reconstruire un front d'onde cylindrique quasiment parfait. Dans cette partie de la coda, la diffusion multiple domine.

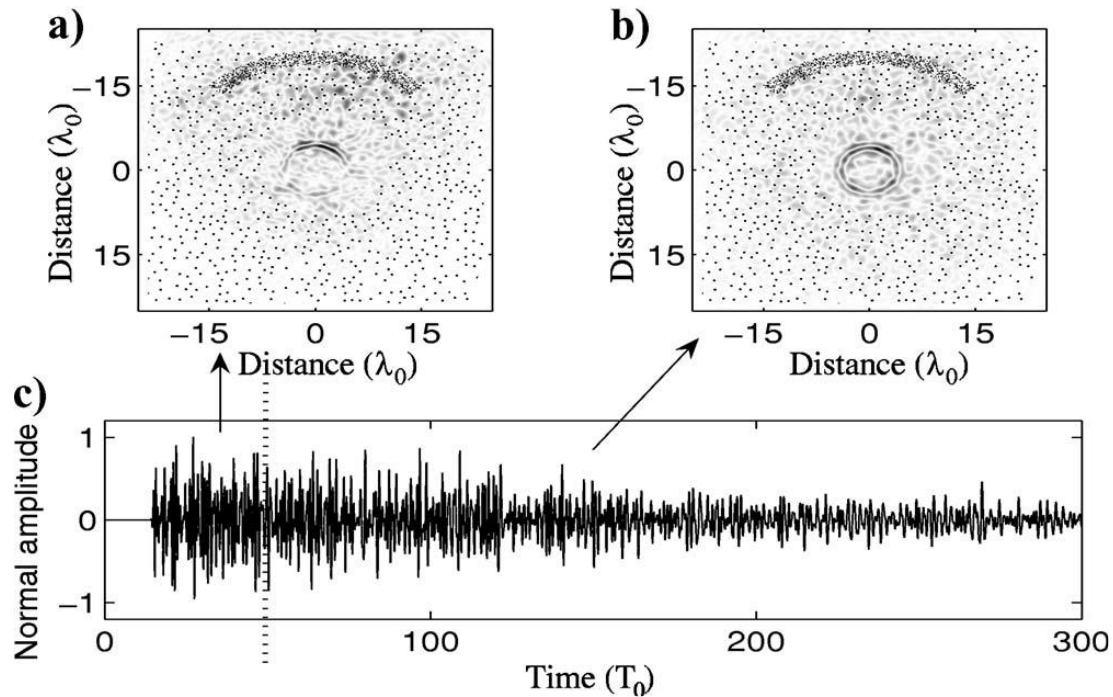


Figure 14 : carte des corrélations moyennées sur 800 sources (même distribution en arc de cercle que précédemment). Les points noirs sont les 600 diffuseurs, distribués aléatoirement dans le milieu, excepté dans la partie centrale autour du point A. La carte représente les temps de corrélation $-3 T_0$. La figure c montre une forme d'onde typique obtenue lorsque la source et la détection se situe en A. La carte a est obtenue en utilisant la première fenêtre temporelle de c (avant la ligne de pointillés verticale), ce qui correspond à des ondes qui ne sont pas en régime diffusif. Alors la propagation dans chacune des directions n'est pas représentée avec un poids égal. La carte de corrélation b est obtenue en utilisant la seconde fenêtre temporelle de la figure c (à droite de la ligne de pointillés verticale), la coda tardive, qui correspond à des ondes diffusées. D'après Larose et al. 2006.

Ainsi, en conclusion, la diffusion multiple a compensé la distribution asymétrique de sources et permet de retrouver quasiment parfaitement le front d'onde. Donc l'approximation de la fonction de Green par la corrélation est meilleure lorsque le milieu considéré contient de multiples diffuseurs. La présence de diffuseurs et de diffusion multiple compense le manque de sources ; aux temps longs dans la coda, la symétrie est restaurée et la fonction de Green peut être reconnue de nouveau dans les cartes de corrélation.

3.3 Les applications de l'interférométrie

3.3.1 Les différents domaines d'application

-Héliosismologie : les chercheurs travaillant dans ce domaine furent les premiers à utiliser les corrélations de bruit pour caractériser un milieu (ils ont effectué des corrélations du mouvement aléatoire de la surface du soleil, *Duvall et al. 1993*)

-En acoustique ultra-sonore, *Weaver et Lobkis (2001)* et *Lobkis et Weaver (2002)* ont établi la possibilité de retrouver la fonction de Green d'un champ diffus dans un bloc d'aluminium par des corrélations. Ils ont en effet montré que le bruit thermique pouvait être utilisé à la place de la mesure directe d'un pulse/écho entre les deux points considérés. Les travaux de *Derode et al. (2003)* étendent ces résultats aux milieux ouverts et diffusants ; Weaver et Lobkis s'étaient en effet placés en milieu fermé et non absorbant.

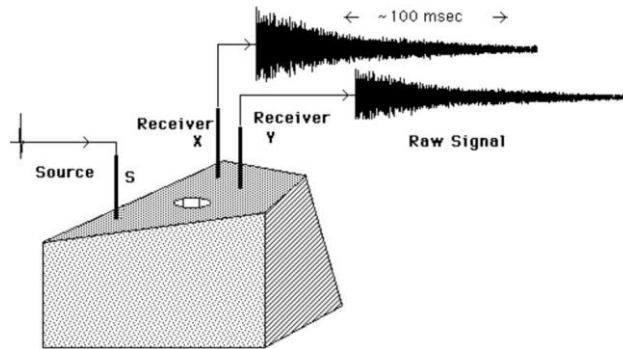


Figure 15 : Une source impulsionnelle crée un champ diffus de longue durée qui est détecté aux récepteurs x et y. Après une compensation de l'absorption, la corrélation entre les signaux détectés est comparée à une autre forme d'onde : celle qui est détectée en y lorsque x émet un pulse. D'après Weaver and Lobkis 2002.

-Acoustique sous-marine : *Roux et Kuperman (2004)* ont montré qu'il était possible de retrouver des fronts d'onde cohérents et déterministes à partir de mesures de bruit ambiant dans l'océan.

-Sismologie : *Campillo et Paul (2003)* réalisent des corrélations de signaux issus de différentes stations sismiques du Mexique, et reconstruisent des ondes de Love et de Rayleigh ; la comparaison entre les données mesurées et les fonctions de Green simulées fait apparaître une très grande similitude (figure 16). *Shapiro et Campillo (2004)* réalisent un travail similaire sur des stations sismiques des Etats-Unis, et montrent que les ondes de Rayleigh se propageant en surface peuvent être ainsi reconstruites.

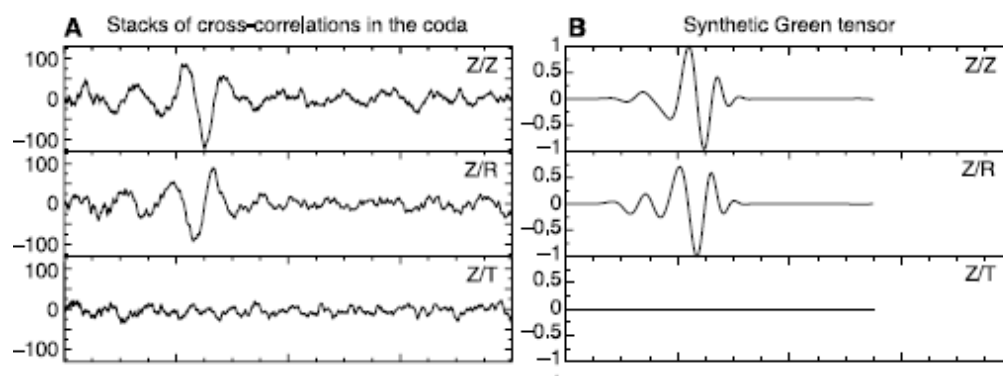


Figure 16 : Comparaison entre stacks de corrélations d'enregistrements aux stations PLIG et YAIG (A) et composantes du tenseur de Green théorique (B), calculé pour des distances entre station et source de 69 km. Ici il s'agit des corrélations entre la composante verticale Z et, de haut en bas : elle-même, la composante radiale R, la composante toroïdale T. (modifié d'après Campillo et Paul 2003).

-Tomographie : *Shapiro et al. (2005)* réalisent des cartes de dispersion (c'est-à-dire des cartographies de vitesse de groupe) en Californie à partir de corrélations de bruit sismique ambiant.

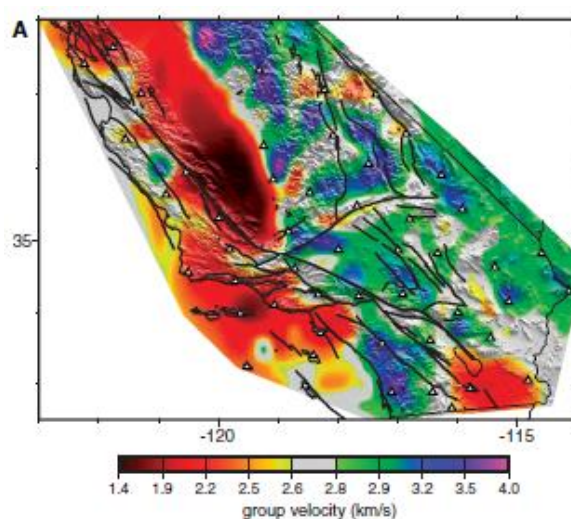


Figure 17 : Carte de vitesses de groupe construite par corrélation de 30 jours de bruit ambiant de stations de l'US Array, zone de 28km par 28km. Ce sont des ondes de Rayleigh de période 7.5 secondes qui ont permis de construire cette carte (modifié d'après Shapiro et al. 2005).

Ritzwoller et al. (2011) ont réalisé également une tomographie des Etats-Unis, et utilisent la méthode de tomographie d'eikonal à partir d'ondes de Rayleigh, basée sur la théorie des rais, qui modélise les rais courbes. *Mordret et al. (2013)* a quant à lui utilisé la tomographie de Helmholtz à l'échelle d'un réservoir pétrolier, ou encore *Zigone et al. (2014)* ont réalisé une tomographie de la Californie à partir d'ondes de Love et de Rayleigh.

-Sismologie de la Lune : *Larose et al. (2005)* ont réalisé des corrélations de bruit sismique enregistré lors de la mission Apollo 17 sur la Lune. Cela leur a permis de reconstruire une onde de Rayleigh. La source de bruit sismique présent sur la Lune serait la chaleur induite par les rayons du soleil sur celle-ci. Cela laisse présager la possible analyse de bruit sismique, même en l'absence de séismes, dans le cadre éventuel de l'étude d'une planète extraterrestre.

-Prospection : contrairement aux applications citées précédemment, la prospection utilise l'interférométrie sismique *active* (les cas précédents se situent en effet dans le cadre de l'interférométrie sismique *passive* puisque ce sont des bruits sismiques ou bien des codas qui sont utilisés). Dans ce cas des corrélations sont utilisées pour faire par exemple de la source virtuelle (voir section suivante, *Schuster (2009)*).

3.3.2 Différents types de signaux à corréler

Selon le domaine d'étude, différentes natures de signaux sont utilisés :

-Dans le domaine de la prospection, l'interférométrie est utilisée pour faire ce que l'on appelle de la source virtuelle, c'est-à-dire éliminer des "trajets", issus par exemple de réflexions :

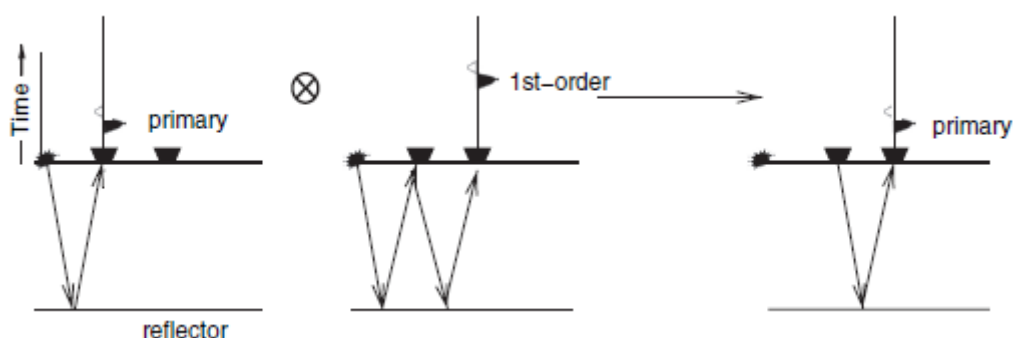


Figure 18 : exemple de "relocalisation" virtuelle de la source par corrélation (d'après Schuster 2009)

En corrélant l'enregistrement appelé primaire avec l'enregistrement de premier ordre (après deux réflexions) on obtient un signal de type primaire, qui serait celui reçu au capteur de droite, si la source était placée au niveau du capteur de gauche, après une réflexion sur la surface réfléchrice. La corrélation a donc permis ici de relocaliser la source.

Il s'agit ici de corrélation entre des signaux balistiques, issus de sources actives que sont les explosions déclenchées lors de la prospection.

De tels procédés permettent, en prospection, de recréer des profils sismiques, d'imager les différents réflecteurs du sous-sol afin d'identifier les failles, le passage d'une strate à une autre (modification de la densité, de la porosité ...), et bien sûr de localiser les potentiels réservoirs d'hydrocarbures.

-En sismologie, *Campillo et Paul (2003)* réalisent des corrélations de codas sismiques enregistrées au Mexique, donc issus de sources actives que sont les séismes.

-Dans le cadre de la surveillance du volcan Piton de la Fournaise, *Duputel et al. (2009)* ou encore *Brenguier et al. (2008) et (2011)* corrélaient des enregistrements de bruit sismique ambiant provenant des stations sismiques placées sur et autour du volcan.

3.4 L'interférométrie sismique passive

3.4.1 Intérêt des corrélations dans le domaine de la sismique passive

Comme cela a déjà été évoqué, sur Terre, les sources de séismes sont localisées aux environs des failles et zones sismiques. Ces séismes permettent d'obtenir des informations le long de tous les trajets source sismique – station sismique terrestre. Cela crée une disparité de densité d'information sur Terre, et limite la résolution des informations disponibles. Or, pour faire de l'interférométrie sismique, on peut positionner les stations sismiques où on le souhaite, donc aussi proches les unes des autres qu'on le souhaite : cela permettra en outre de réaliser une tomographie haute résolution.

3.4.2 Applications de l'interférométrie sismique passive

La sismique passive permet d'explorer la Terre avec le seul bruit ambiant pour donnée. Il existe deux catégories d'application de la sismique passive (*Campillo et al. 2011*) :

-l'imagerie des structures à différentes échelles :

--en sismologie : entre des stations sismiques proches, cela permet d'analyser des fréquences plus hautes que ce qui est possible en utilisant les signaux provenant de séismes distants (c'est-à-dire au-dessus du Hertz).

L'interférométrie sismique passive permet d'obtenir des informations sur le sous-sol le long de tous les trajets "inter-capteurs". Ainsi l'absorption des fréquences élevées n'est plus à craindre pourvu que les stations soient suffisamment proches entre elles (distance inter-capteurs inférieure à la distance typique d'atténuation de la fréquence considérée). On peut ainsi analyser des fréquences supérieures au Hertz, ce qui n'était pas possible avec l'exploitation des seuls signaux provenant de séismes distants.

-en prospection : cela permet d'aller vers de plus basses fréquences que ce que la sismique active permettait jusqu'alors. *Mordret et al. (2013)* ont réalisé des tomographies d'ondes de surface à des fréquences inférieures à 2 Hertz, à l'échelle d'un champ pétrolier, à partir de corrélations de bruit ambiant.

-la détection et le suivi continu des changements des propriétés élastiques du sous-sol, par exemple dans le cadre de l'étude de failles ou de volcans, à partir d'ondes diffuses extraites de corrélations (*Brenguier et al. (2008)*, *Brenguier et al. (2011)*, *Duputel et al. (2009)*).

En sismologie cela mène à trois domaines de recherche liés à l'étude de bruit ambiant :

- la localisation spatio-temporelle des sources de bruit
- l'imagerie sismique (*Shapiro et al. (2005)*)
- le suivi des propriétés élastiques à partir de bruit

Duputel et al. (2009) exposent deux méthodes de surveillance : le MWCSA (Moving Window Cross Spectral Analysis) ou méthode des doublets, et la technique du stretching.

4 Le monitoring sismique

4.1 Intérêts et motivations

Le monitoring sismique désigne les méthodes permettant de suivre un site d'intérêt dans le temps : volcan, site de stockage de gaz, dorsale... En effet les sismologues, tel *Sens-Schönfelder et Wegler (2006)* se sont intéressés au volcan du mont Merapi en Indonésie, et ont pu mettre en évidence des variations de vitesses relatives au cours du temps par imagerie par interférométrie sismique. *Brenguier et al. (2008)* se sont quant à eux penchés sur le Piton de la Fournaise et ont mesuré les vitesses des ondes dans la croûte terrestre aux abords du volcan (surface carrée de 20 km de côté, centrée sur celui-ci), sur une

période de 18 mois consécutifs, comprenant trois périodes d'éruption. Ils ont ainsi pu mettre en parallèle variation de vitesse dans le sous-sol et éruption volcanique à venir. Leurs travaux s'inscrivent en effet dans une démarche de prédiction des éruptions volcaniques.

Un deuxième intérêt du monitoring sismique concerne le suivi d'un champ d'hydrocarbures ou d'un site de stockage géologique de gaz. En effet les exploitants de champs de pétrole ou de gaz sont très intéressés par l'évolution des réservoirs au fil du temps (injection de gaz/exploitation d'un réservoir).

Les méthodes actuelles reposent sur des techniques de sismique dite active : une source explosive est placée aux abords du site d'intérêt, par exemple, un champ pétrolier. Un réseau de capteurs est développé en surface de celui-ci, et l'analyse des signaux reçus suite à l'explosion permet (après traitements informatiques, inversion...) de connaître la quantité d'hydrocarbures contenue dans le réservoir. Les techniques actives sont également celles qui permettaient jusqu'alors l'étude de la structure de la Terre au sismologue ; les signaux utilisés étant ceux issus de séismes et enregistrés sur toutes les stations sismiques de la planète.

4.2 Principe du monitoring sismique

La vitesse des ondes qui se propagent dans un milieu dépend de ce milieu et ses caractéristiques : en milieu fluide par exemple, la vitesse varie selon le fluide dans lequel l'onde évolue : huile, eau... La vitesse est en effet sensible à la densité et à la température. En outre, dans le cas d'une roche poreuse, la vitesse varie en fonction du ou des fluides qui se trouveront dans les pores (air, eau, huile, gaz...). Ainsi une modification du sous-sol telle qu'une variation de densité ou une substitution de fluides peut être repérée par un suivi de la vitesse des ondes au cours du temps dans le milieu considéré.

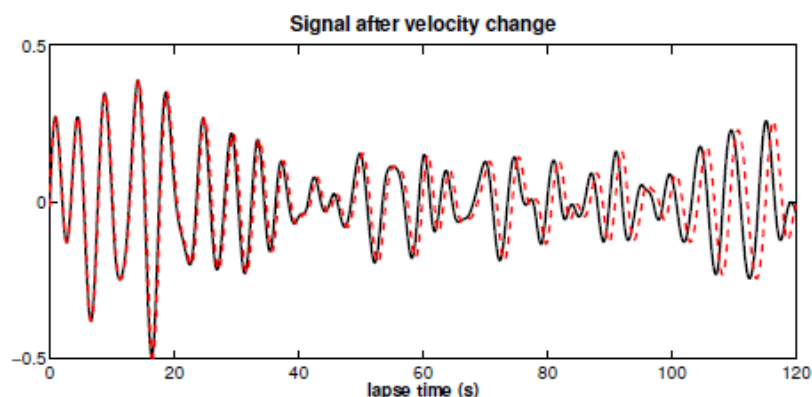


Figure 19 : un signal avant (en noir) et après (en rouge) modification de la vitesse des ondes dans le milieu. D'après Hadziioannou, 2011

Pour estimer les variations relatives de vitesse dans le sous-sol il faut comparer la fonction de corrélation "instantanée", à une fonction de corrélation de référence, sur la période d'intérêt considérée. Par exemple : si la période qui nous intéresse est celle du 10 au 20 janvier d'une même année, on calcule la corrélation sur cette période : c'est la corrélation instantanée. D'autre part, on calcule la corrélation sur les mois de janvier et février, soit sur deux mois consécutifs : c'est la corrélation de référence. On observe alors cette dernière sur la période du 10 au 20 janvier, et on la compare à notre corrélation "instantanée".

On relève alors les "travel time shift", décalages temporels entre référence et corrélation instantanée.

En effet, la relation $\frac{dv}{v} = -\frac{dt}{t}$ (Poupinet et al. (1984), Ratdmopurbo et Poupinet, (1995))

permet de relier directement la variation relative de vitesse à la variation relative de temps entre la corrélation instantanée et de référence.

Il existe deux méthodes afin d'évaluer dv/v .

4.3 Les différentes méthodes de monitoring

4.3.1 La méthode du stretching

La technique dite du stretching (Sens-Schönfelder et Wegler, 2006) consiste à étirer ou compresser (donc dilater) la corrélation de référence dans le but d'obtenir la meilleure cohérence de celle-ci avec la corrélation "instantanée". Alors la corrélation déformée $S(t)$ peut s'écrire en fonction de la référence $R(t)$:

$$S(t) = R[t(1+dv/v)]$$

Comme on travaille sur des signaux discrets, l'amplitude de la corrélation dilatée S_i à une date donnée t_i peut être trouvée par interpolation linéaire à la date $t_i^*(1+dv/v)$ entre les amplitudes de la corrélation de référence R_j et R_{j+1} aux dates t_j et t_{j+1} :

$$S_i = R_j + \frac{R_{j+1} - R_j}{dt} [t_i(1 + dv/v) - t_j]$$

Avec dt : période d'échantillonnage.

dt étant connu, on réalise plusieurs essais pour des valeurs choisies de dv/v , puis on sélectionne les essais qui donnent un coefficient de corrélation le plus grand possible entre la corrélation dilatée (compressée ou étirée à partir de la référence) et la corrélation instantanée. On a alors une estimation de dv/v sur la période d'intérêt.

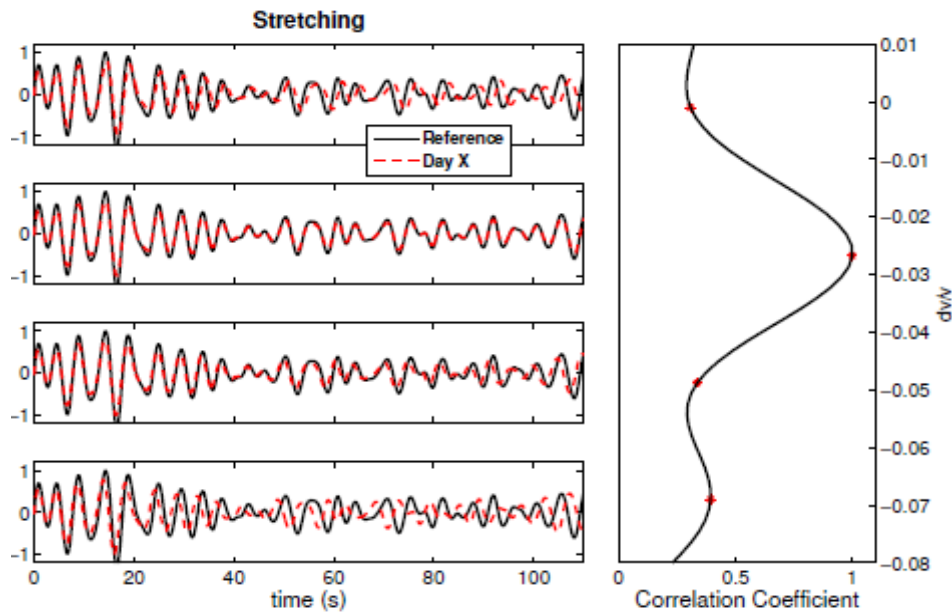


Figure 20 : A gauche : en noir, corrélation de référence, en rouge, corrélation dilatée (« stretchée »). Quatre coefficients dv/v sont choisis, ce qui correspond aux 4 figures de gauche. Les coefficients de corrélation entre corrélation référence et corrélation dilatée sont reportés sur la courbe de droite. Le deuxième cas est le plus satisfaisant. D'après Hadziioannou 2011

4.3.2 Méthode des doublets ou "Moving Window Cross Spectral Analysis" (MWCSA)

Cette méthode (Poupinet et al. (1984)) consiste à mesurer des décalages de temps de vol dt_i à différentes dates t_i . Cette mesure de dt_i est réalisée dans une fenêtre temporelle centrée sur t_i . Dans chaque fenêtre, le dt_i est supposé constant. Puis on fait glisser la fenêtre (d'où la notion de "moving window") en la centrant sur la date suivante t_{i+1} . La pente de dt en fonction de t donne alors une estimation de la variation relative de vitesse. On parle de "cross spectral analysis" car l'estimation de la pente se fait en réalité dans le spectre de la corrélation des signaux (corrélation de référence et signal "instantané"). En effet cela permet une mesure plus exacte du décalage temporel : à un retard dt on associe un facteur multiplicatif $\exp(i.\omega.dt) = \exp(i.\varphi)$ à la transformée de Fourier de la corrélation. Ainsi il existe une relation linéaire entre phase et décalage temporel. On a donc $\varphi = \omega.dt$. Cela nous donne, moyennant une régression linéaire, une valeur de dt pour la fenêtre de temps considérée. En procédant de cette manière on obtient une résolution temporelle supérieure au pas d'échantillonnage. On trace enfin le retard dt en fonction du temps de trajet t , puisqu'on l'a mesuré pour chaque fenêtre temporelle ; la pente est la valeur de dt/t recherchée.

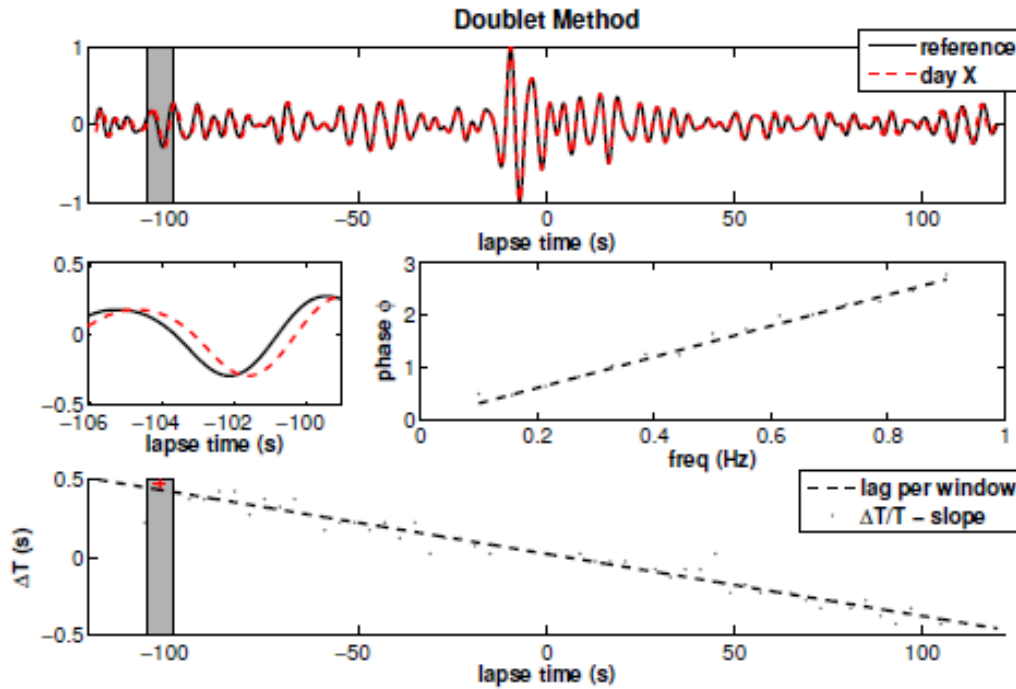


Figure 21 : Méthode des doublets. En haut : en noir un signal de référence, en pointillés rouges : signal que l'on compare à la référence. Au milieu à gauche : on zoome sur une portion de la figure du dessus, centrée sur une date t_i choisie. Au milieu à droite : régression linéaire dans la courbe phase en fonction de la fréquence. En bas : retard Δt en fonction du temps de trajet t

4.3.3 Le monitoring dans l'exploitation pétrolière

Dans le domaine pétrolier, le monitoring de réservoir se fait en sismique active ; il n'y a donc pas d'enregistrement continu, mais des enregistrements, réalisés à différentes dates séparées par des mois voire des années, sont comparés. Les variations d'amplitudes et d'impédances sont étudiées afin, par exemple, de suivre la migration du gaz dans un réservoir (voir Johnston (2013)) pour toutes les informations sur le monitoring de réservoir ; effet des variations de saturation en fluide sur les propriétés élastiques des roches, techniques de traitement des données ...). On essaie alors de modéliser les évolutions des impédances selon les pressions et saturations dans le réservoir, avec l'aide des données de production. C'est la sismique dite « 4D ».

5 Traitement des enregistrements de bruit avant corrélation

Les différentes méthodes de monitoring sismique exposées précédemment utilisent des corrélations entre des enregistrements concomitants issus de différentes stations sismiques. Cette thèse s'intéressant au monitoring à l'aide de signaux passifs, les données utilisées sont des signaux de bruit sismique ambiant, de codas sismiques... Mais en aucun cas ce ne sont des signaux dits actifs.

Afin d'obtenir des corrélations de bruit exploitables pour le monitoring, une grande phase de préparation des données, le pré-traitement, est nécessaire. Les choix de traitement des données varient selon leur nature, et donc la nature du terrain étudié, et de l'information que l'on souhaite en extraire par corrélation.

5.1 Premiers traitements

A partir des données brutes, il faut ne garder que les informations utiles. Il convient donc, selon les données, de retirer : la réponse instrumentale, la valeur moyenne, la tendance de la courbe, et de filtrer dans la bande de fréquences d'intérêt (*Bensen et al. (2007)*).

5.2 Normalisations dans le domaine temporel

Il existe différentes méthodes de normalisation dans le domaine temporel, selon les signaux dont on dispose et selon le type de phénomènes que l'on souhaite observer à partir de ceux-ci.

La figure 22 ci-dessous présente un signal brut (a) puis traité par les cinq méthodes exposées ensuite.

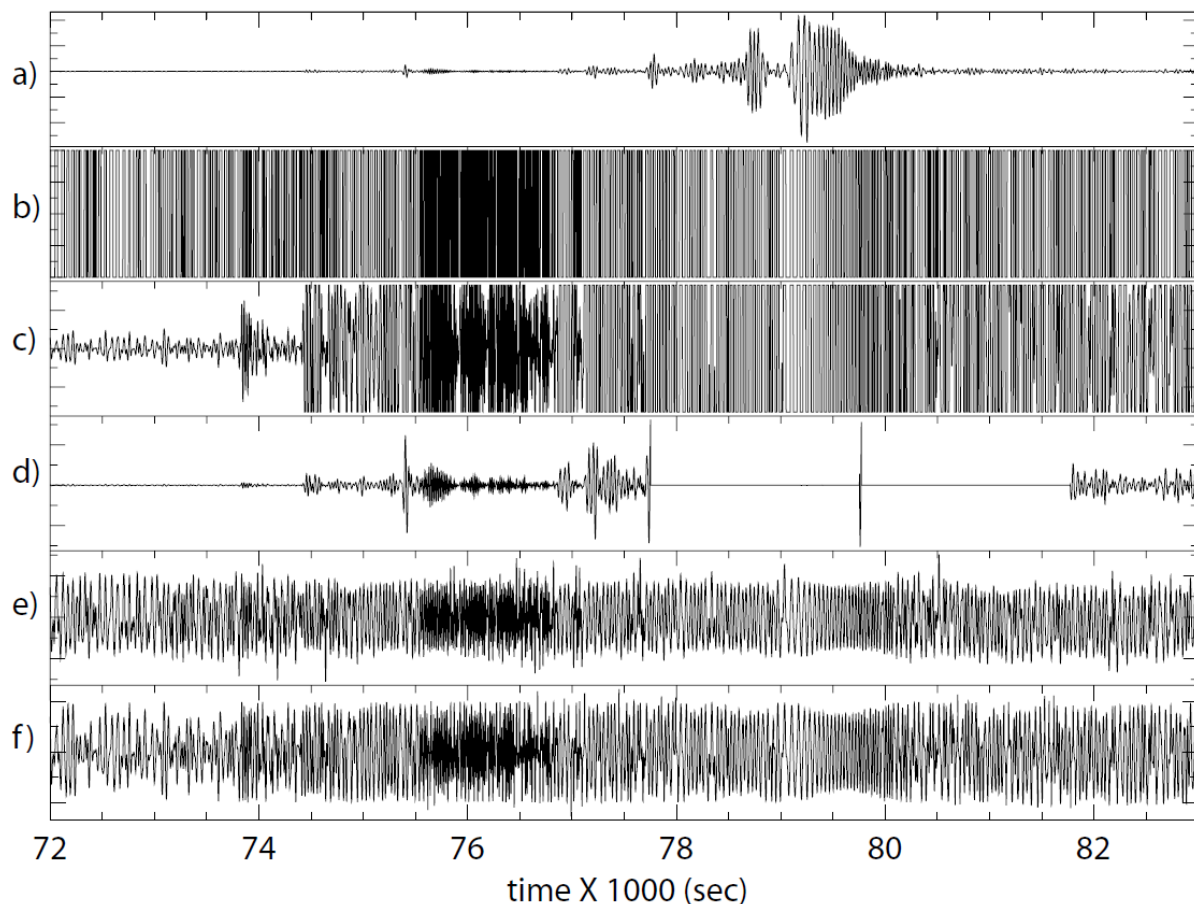


Figure 22: Exemple des 5 normalisations temporelles testées. Les exemples sont filtrés dans la bande 20-100s pour éviter la contamination par le signal sismique. (a) donnée brute, présentant 3 heures de d'enregistrement autour d'un large séisme ($M_s = 7.2$, région frontalière Afghanistan-Tadjikistan), enregistrée à la station ANMO. (b) Signal après normalisation 1-bit, c'est-à-dire que le signal est mis à ± 1 selon son signe (c) Signal écrété, avec un seul d'écrêtage égal à niveau rms du signal pour la journée considérée. (d) Détection et rejet automatique d'évènement. Si l'amplitude du signal est au-dessus d'un certain seuil, les 30 minutes suivantes sont mises à zéro. (e) Méthode de la normalisation par la moyenne glissante de la valeur absolue (f) Normalisation « water-level » : l'amplitude au-delà d'un certain multiple de la valeur rms (sur la journée) est sous-pondérée. Ceci est réalisé de manière itérative jusqu'à ce que le signal d'entrée soit à peu près homogène en amplitude. D'après Bensen et al. (2007)

5.2.1 Normalisation à 1 bit

C'est la méthode la plus « agressive » et la plus simple à mettre en œuvre. Le traitement de normalisation 1 bit consiste à ne garder que le signe des valeurs du signal ; donc à remplacer toutes les valeurs positive d'un signal par la valeur 1 et toutes ses valeurs négatives par -1 (les valeurs nulles restant nulles) (Campillo et Paul (2003), Bensen et al. (2007) (voir figure 22 b). Cela permet de s'affranchir des évènements de forte amplitude tel les séismes lors des corrélations de bruit, qui seraient en effet dominant et masqueraient les phénomènes auxquels on s'intéresse. D'autre part, Larose et al. (2004) ont montré que cette méthode permet d'augmenter le rapport signal sur bruit « SNR » (signal to noise ratio) au travers d'expériences acoustiques. La normalisation par méthode 1-bit a été largement utilisée dans l'analyse des codas sismiques (Campillo &

Paul (2003), Shapiro et al. (2005)). Van Vleck and Middleton (1966) ont établi, dans le cadre de la théorie de la communication, que la corrélation de deux signaux traités par une telle normalisation est très proche de celle que l'on obtiendrait à partir des signaux originels. *Cupillard, Stehly et Romanowicz (2011)* apportent une preuve théorique du fait que la corrélation de bruit auquel on a appliqué normalisation 1-bit est égale à la corrélation de bruit « brut » et qu'elle contient donc la fonction de Green.

5.2.2 Méthode du seuil d'écrêtage

Elle consiste à appliquer un seuil au-dessus duquel les valeurs sont mises à une valeur maximale de saturation. Ce seuil est déterminé par l'amplitude RMS (Root Mean Square : dite valeur efficace ou moyenne quadratique, calculée par la racine carrée de la moyenne de la grandeur d'intérêt au carré) du signal sur la fenêtre de temps considérée. *Sabra et al. (2005)* l'ont utilisée afin de s'affranchir des séismes tout en distordant moins le contenu fréquentiel des signaux que dans le cas de la normalisation 1-bit. Cette méthode a été appliquée au signal : figure 22 c.

5.2.3 Détection automatique et suppression d'évènements

Dans cette méthode, lorsque l'amplitude des signaux dépasse une certaine valeur de seuil, choisie arbitrairement, on remplace les valeurs consécutives au dépassement du seuil par zéro, ceci sur une durée choisie. Par exemple, *Bensen et al. (2007)* mettent la valeur zéro sur une durée de trente minutes suite au dépassement du seuil. Voir figure 22 d.

5.2.4 Normalisation par la moyenne glissante de la valeur absolue

Cette technique consiste à calculer la moyenne glissante de la valeur absolue de la forme d'onde dans une fenêtre temporelle de normalisation de longueur fixe, et de pondérer la forme d'onde, au milieu de la fenêtre glissante, par l'inverse de cette moyenne (voir figure 22 e).

A l'échantillon numéro n :

$$w_n = \frac{1}{2N+1} \sum_{j=n-N}^{n+N} |d_j|$$

coefficient de pondération, avec $2N+1$ longueur de la fenêtre glissante de normalisation, d_j valeur de l'échantillon j .

Les échantillons normalisés ont alors pour valeur :

$$\tilde{d}_n = \frac{d_n}{w_n}$$

Le cas $N = 0$ correspond à la normalisation one-bit, et le cas N tend vers $+\infty$ correspond simplement au signal d'origine avec un changement d'échelle.

D'après *Bensen et al. (2007)*, une longueur de fenêtre de normalisation valant la moitié de la période maximum de la bande-passante du signal et une bonne longueur de fenêtre de normalisation pour utiliser cette méthode.

5.2.5 Normalisation itérative « water-level »

Dans cette normalisation, toute amplitude au-dessus d'un seuil est sous-pondérée. Le seuil correspond à un multiple de la RMS de l'amplitude sur une journée entière (*Bensen et al. 2007*). La méthode est répétée jusqu'à ce que tout le signal soit sous le « water-level ». voir figure 22 f.

Des exemples de corrélations obtenues à partir des signaux présentés en figure 22 ci-dessus sont réalisées par *Bensen et al. (2007)*.

5.3 Normalisation dans le domaine spectral ou blanchiment

Le blanchiment de spectre permet d'étendre la bande passante du bruit sismique dans les corrélations, et de s'affranchir de l'effet de sources monochromatiques permanentes (comme ce sera le cas dans le chapitre « Etude d'un champ d'hydrocarbures » voir « partie 3 »). Cela permet de se rapprocher d'un bruit blanc plus uniforme en fréquence.

La figure suivante présente un signal avant et après blanchiment spectral. On constate que l'influence d'un évènement tel un séisme a été largement diminuée par le blanchiment.

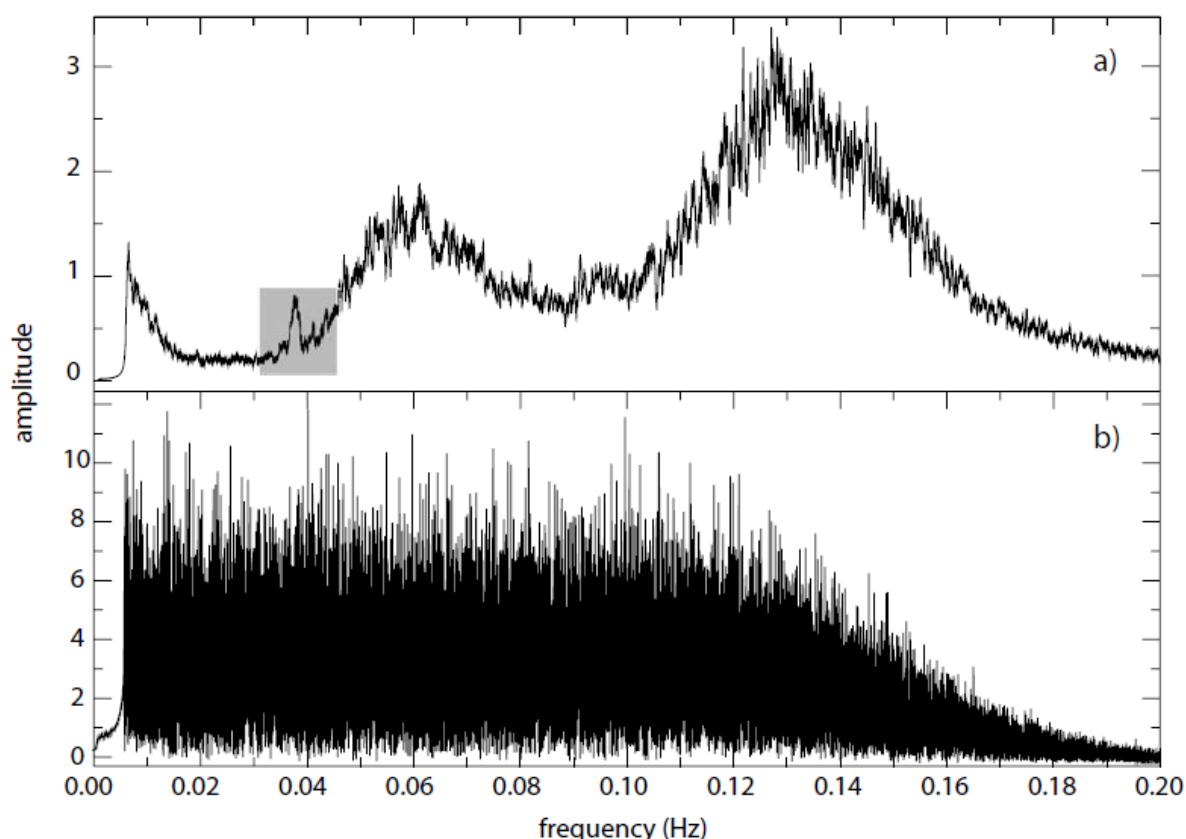


Figure 23 : Signal avant (en haut) et après (en bas) blanchiment spectral. Enregistrement provenant de la station HRV (Hervard, USA), 5 juillet 2004. La zone grisée pointe un séisme à la période 26 seconde (séisme du Golfe de Guinée). L'allure du signal aux extrémités du spectre est à attribuer à un filtre centré sur la bande 7-150 secondes. D'après Bensen et al. (2007)

5.4 Sommation

Une fois les pré-traitements réalisés, il est possible de cross-corréler des signaux entre eux. On obtient alors un corrélogramme. Il est ensuite recommandé de sommer entre elles plusieurs corrélations afin de renforcer le rapport signal à bruit. Par exemple on peut stacker (sommer) plusieurs journées de corrélation, issues des enregistrements d'une même paire de stations, entre elles. On étudie la convergence des corrélations vis-à-vis des phénomènes auxquels on s'intéresse pour choisir la durée de sommation.

5.5 « Débruiter » les signaux : la méthode des curvelets

Cette méthode a été mise au point par Candès (Candès & Donoho (1999)). Elle est déjà largement utilisée dans le domaine de l'imagerie (Starck, Candès, Donoho (2002)). C'est une méthode d'analyse du signal qui consiste à projeter celui-ci sur une base de fonctions (les curvelets) qui sont à la fois localisées en fréquence, dans l'espace physique et selon une orientation. Les fonctions sont donc indexées par leur niveau d'échelle j , leur angle θ

et leur position (x,y) . Dans l'espace physique elles ressemblent à des petites ondes planes qui ont différentes orientations, qui oscillent dans une direction et qui sont lisses dans la direction perpendiculaire.

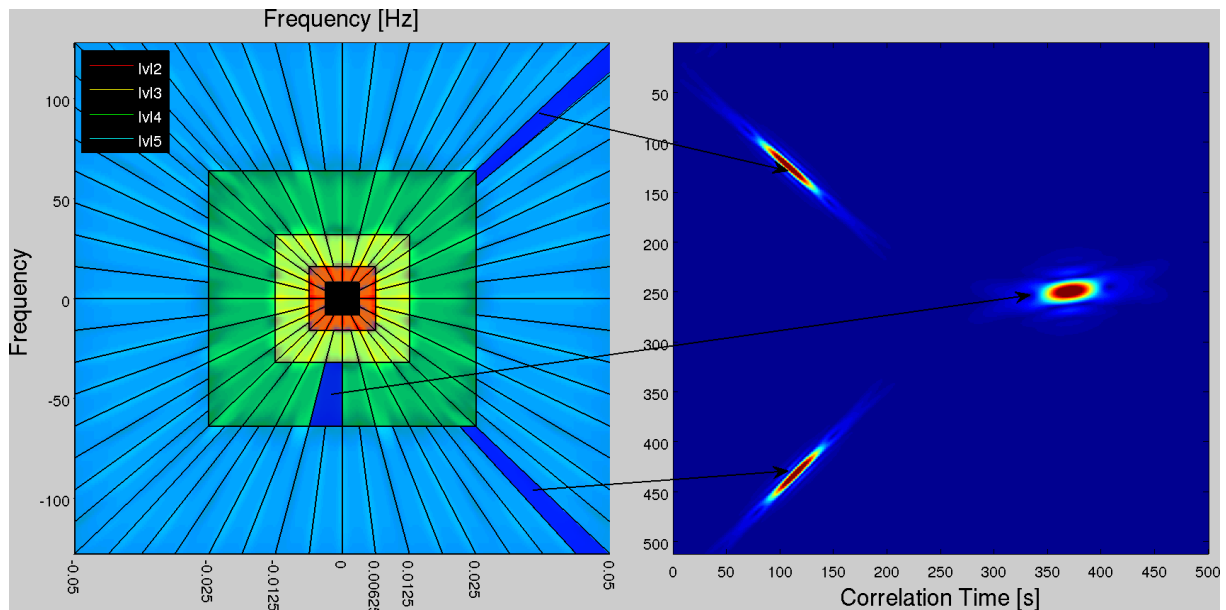


Figure 24: a) Les curvelets sont construites dans le domaine fréquentiel en fragmentant le plan fréquentiel par des trapèzes : la transformée de Fourier inverse de chaque zone est une curvelet dans l'espace physique, qui est caractérisée par une orientation et une échelle particulières. De plus les curvelets peuvent être translatée le long des axes x ou y . Toutes les curvelets d'une même échelle sont situées sur le même anneau dans le domaine fréquentiel. On montre les curvelets de niveau 2,3,4 et 5 respectivement en rouge, jaune, vert et bleu. b) les curvelets sont indexées par leur niveau (d'échelle) j , leur angle l , et leur position (x,y) . Ici on montre deux curvelets dqui sont de niveau 5 dans l'espace physique (deux curvelet de gauche) et une de niveau 4 dans l'espace physique (à droite). Chacune de ces curvelets a été obtenue en prenant la transformée de Fourier inverse de la zone d'où part la flèche. D'après Stehly et al. (2011)

En outre, Hermann, Böniger et Verschuur (2007) ont utilisé la décomposition en curvelets pour séparer les multiples. Appliquée aux corrélations, elle permet d'augmenter le rapport signal à bruit et de renforcer la partie cohérente des signaux. Stehly, Cupillard et Romanowicz (2011) ont en effet utilisé cette technique pour améliorer les tomographies réalisées à partir de bruit sismique ambiant. Ils ont réussi à extraire la fonction de Green à partir de corrélations synthétiques de bruit sismique dont le rapport signal à bruit était très petit devant 1.

Les deux figures suivantes présentent une comparaison entre les corrélations de bruit avant et après application de la méthode des curvelets. Les matrices contiennent 128 corrélations de 1000s de bruit (synthétique), entre 2 stations séparées de 720 km.

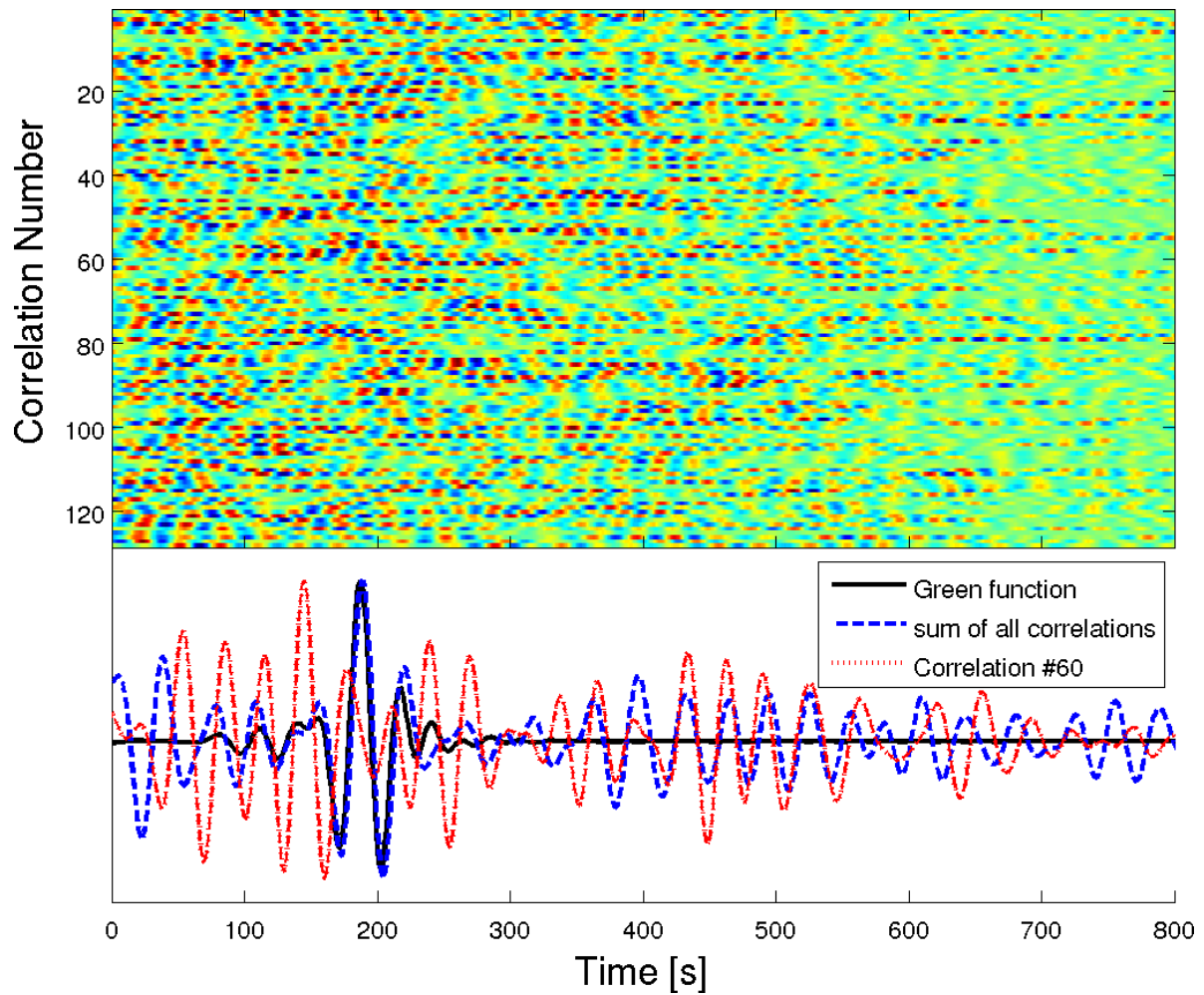


Figure 25: Représentation des corrélations brutes. En haut : les 128 corrélations. En bas : représentation d'une corrélation (numéro 60) entre deux signaux, de la fonction de Green correspondante (entre les deux capteurs d'où proviennent les deux signaux corrélés en #60) et de la somme des 128 corrélations. D'après Stehly et al. (2011)

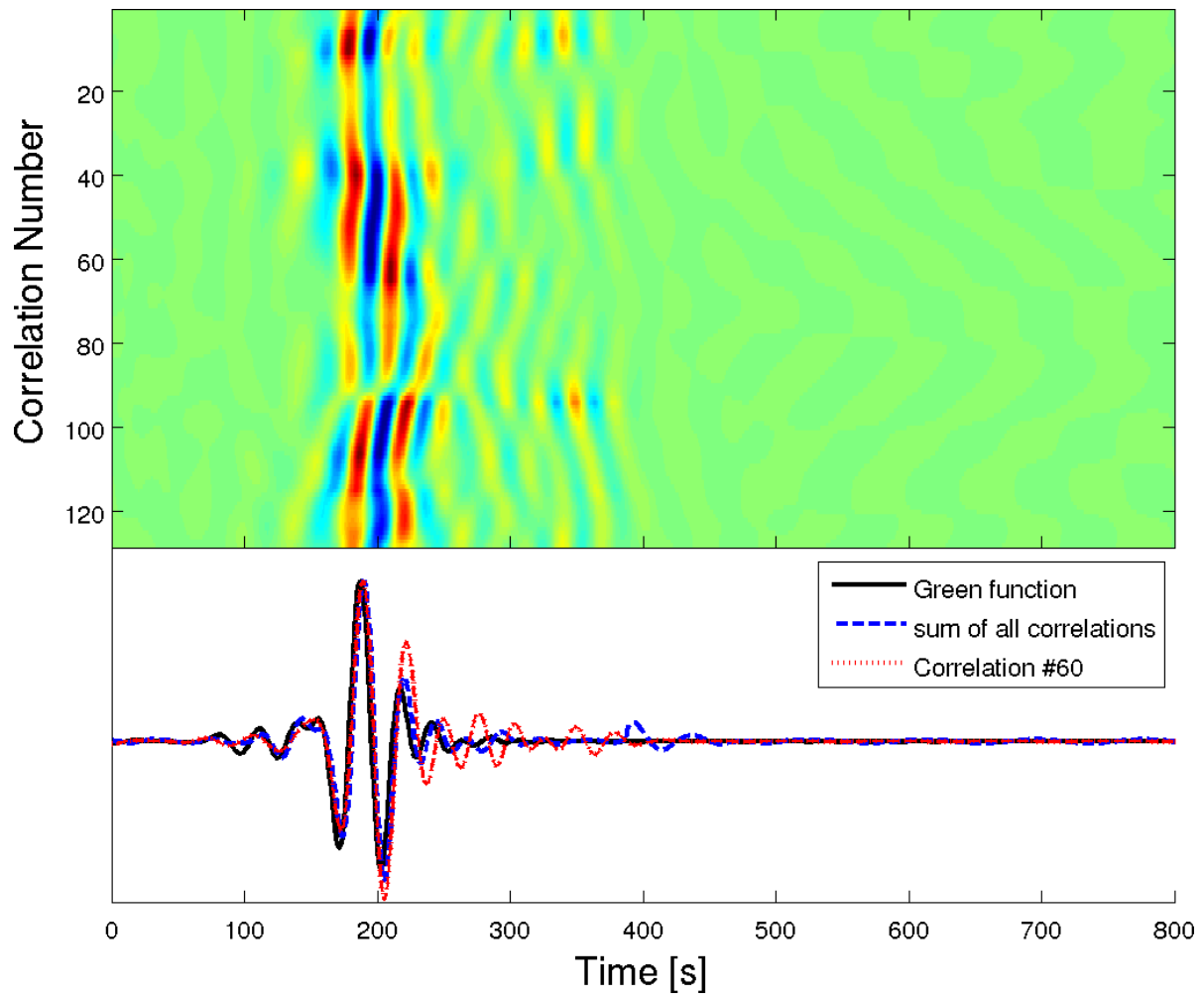


Figure 26: Même chose que dans la figure 23 mais après application des curvelets aux 128 corrélations. La fonction de Green est la même. D'après Stehly et al. (2011)

PARTIE 2 : Interférométrie ultrasonore et substitutions de fluide à l'échelle du laboratoire

1 Objectifs

L'objectif, annoncé dans l'introduction générale, de ce volet expérimental de la thèse, est de vérifier sur des expériences ultrasonores et sur différents échantillons de roches l'efficacité du monitoring de substitution de fluides par l'analyse interférométrique ultrasonore.

Ce travail comprend deux parties principales:

- Dans un premier temps, il a fallu mettre au point un dispositif expérimental et un protocole associé pour mesurer des constantes élastiques d'un échantillon solide par interférométrie ultrasonore, et valider complètement le protocole expérimental.
- Puis nous avons étudié les effets de substitution fluide sur différents échantillons de roche. Nous avons comparé les réponses des roches sèches et les réponses des mêmes roches saturées d'eau ou d'éthylène glycol. Enfin nous comparons les résultats obtenus avec les prédictions de la théorie poroélastique.

2 Méthodes conventionnelles de mesure des constantes élastiques au laboratoire

Pour mesurer les constantes élastiques d'un échantillon solide en laboratoire, on met traditionnellement en œuvre une expérience de Spectroscopie par Résonance Ultrasonore (RUS pour Resonant Ultrasound Spectroscopy). Cette méthode a été introduite par *Migliori et Sarrao (1997)*. Elle consiste à forcer les résonances mécaniques d'un échantillon solide, de forme arbitraire, dans le but d'en déduire ses modules élastiques. Dans une telle expérience, l'opérateur contrôle parfaitement la fréquence émise dans l'échantillon. Chaque fréquence est envoyée une à une, et le déplacement est ensuite mesuré. Puis la courbe de résonance est tracée, et les constantes élastiques C_{ijkl} sont déduites du pointé des fréquences de résonance et de la géométrie de l'échantillon.

Il existe trois méthodes conventionnelles pour mesurer les constantes élastiques d'un échantillon solide en laboratoire (*Bourbié, Coussy & Zinszner (1987)*).

La première est la méthode de pulse transmis au travers de l'échantillon. Un transducteur piézoélectrique envoie un pulse, dans la bande de fréquences ultrasonores (de la centaine de kiloHertz au MegaHertz) à travers l'échantillon, et un second capteur piézoélectrique, qui fonctionne en récepteur, enregistre le signal reçu. Les temps d'arrivées permettent de déduire la vitesse des ondes dans le milieu étudié, donc les constantes élastiques correspondantes.

La deuxième est la méthode dite de la barre résonante. L'échantillon vibre dans la bande de fréquence sonore (du kiloHertz à la dizaine de kiloHertz).

La troisième méthode consiste à forcer des vibrations de l'échantillon grâce à une presse dynamique. La gamme de fréquence est la bande de fréquences sismiques (de la dizaine de Hertz à la centaine de Hertz).

3 Principe de l'étude et dispositif expérimental

3.1 Dispositif expérimental

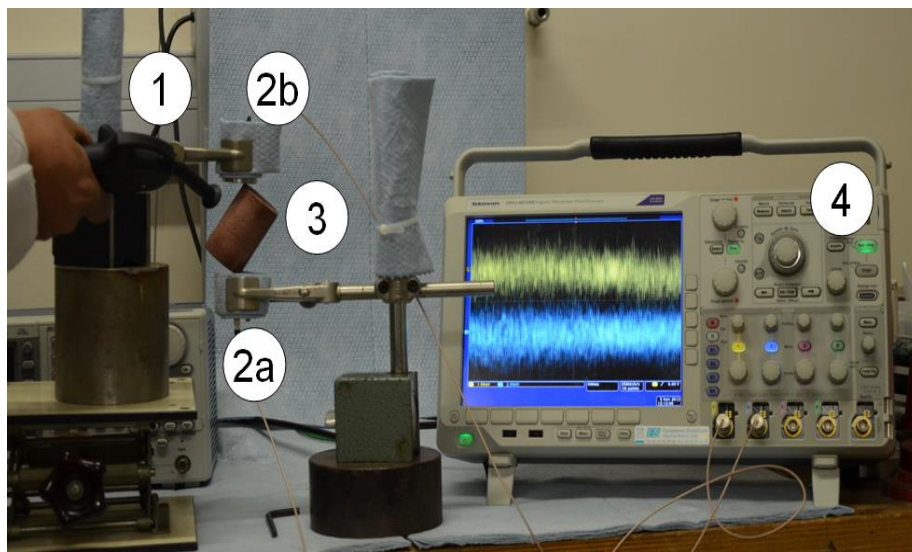


Figure 27 : photo du dispositif expérimental. 1 soufflette à air comprimé. 2a et 2b capteurs piézoélectriques (voies 1 et 2 sur l'écran). 3 échantillon étudié. 4 oscilloscope

La figure 27 présente le dispositif expérimental, qui correspond à une expérience de spectroscopie ultrasonore.

Dans notre étude les dimensions typiques sont les suivantes :

- l'échantillon cylindrique est d'une longueur décimétrique, et d'environ 5 cm de diamètre
- les fréquences émises par la source sont de l'ordre de la dizaine de kiloHertz
- les vitesses sont de l'ordre de quelques kilomètres par seconde

Par conséquent, les longueurs d'onde sont d'environ dix centimètres ce qui est de l'ordre de la longueur de l'échantillon. Nous sommes donc en régime résonant et non de propagation (*Bourbié et al. (1987)*), section 3.5.1).

L'échantillon est placé entre les deux capteurs piézoélectriques passifs, d'une manière qui minimise la surface de contact entre l'échantillon et le capteur. En effet, l'idéal serait un contact ponctuel afin de permettre le plus de vibrations libres possible de l'échantillon.

Les capteurs sont branchés à l'oscilloscope qui enregistre les signaux réceptionnés (en jaune et bleu sur l'écran de l'appareil).

On génère du bruit dans l'échantillon au moyen d'une soufflette à air comprimé. C'est en ce sens que l'expérience se différencie d'une expérience classique de spectroscopie par résonance ultrasonore (RUS), car on ne contrôle pas les fréquences émises par la source. En outre dans une expérience de RUS, l'opérateur impose les fréquences de vibrations envoyées à l'échantillon de forme et dimensions arbitraires mais connues. Chaque fréquence est envoyée une par une et le déplacement induit $U(t)$ est mesuré. Puis le module de U est tracé en fonction de la fréquence ; c'est le spectre de résonance de l'échantillon. Enfin les constantes élastiques C_{ijkl} sont déduites des fréquences de résonance pointées, de la géométrie et de la densité de l'échantillon (figure 28).

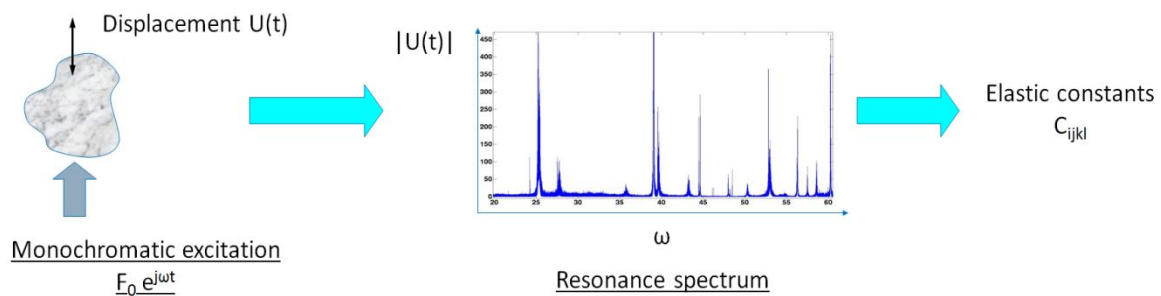


Figure 28 : Principe de la Spectroscopie par Résonance Ultrasonore. $U(t)$ est le déplacement induit par l'excitation $F_0 \exp(j\omega t)$ (ω est la pulsation). C_{ijkl} sont les constantes élastiques de l'échantillon étudié

Dans notre expérience, nous enregistrons des paires de signaux de 10^6 points, avec une fréquence d'échantillonnage de 250 kHz (soit un pas en temps de $4\mu s$).

3.2 Protocole

La figure 29 résume le protocole expérimental sous forme de schéma.

Le protocole est le suivant :

- 1/ On génère du bruit dans l'échantillon grâce à la soufflette à air comprimé. On enregistre les signaux reçus par les capteurs piézoélectriques sur les voies 1 et 2. Il est important de noter que dans ces expériences, la position des capteurs vis-à-vis de l'échantillon ne varie jamais. Au contraire la soufflette est en mouvement aléatoire autour de l'échantillon.
- 2/ On applique un filtre passe-haut aux signaux afin d'éliminer les basses fréquences. Voir section 2.3.1 pour plus de détails.
- 3/ Les deux signaux d'une même paire (une paire de signaux est ce qui est enregistré simultanément sur les voies 1 et 2) sont corrélés ensemble.
- 4/ Les trois étapes précédentes sont reproduites N fois, sans jamais changer la localisation des capteurs (mais celle de la source, elle, varie constamment et de manière aléatoire).

5/Les corrélations obtenues sont sommées toutes ensemble (cette étape s'appelle le stacking). En effet, une seule réalisation des trois premières étapes n'est pas suffisante pour remplir la condition d'équipartition et pour obtenir un rapport signal à bruit (SNR) suffisant. C'est pourquoi on doit sommer les N corrélations obtenues à l'étape 4.

6/On calcule le spectre de cette nouvelle corrélation sommée par la transformée de Fourier.

7/ L'étape suivante est l'identification des pics de résonance.

8/ La dernière étape est l'inversion du spectre de résonance en utilisant le programme RUS-inverse (*Zadler et al. (2004)*) pour obtenir les constantes élastiques, et donc les vitesses des ondes S et P de l'échantillon étudié.

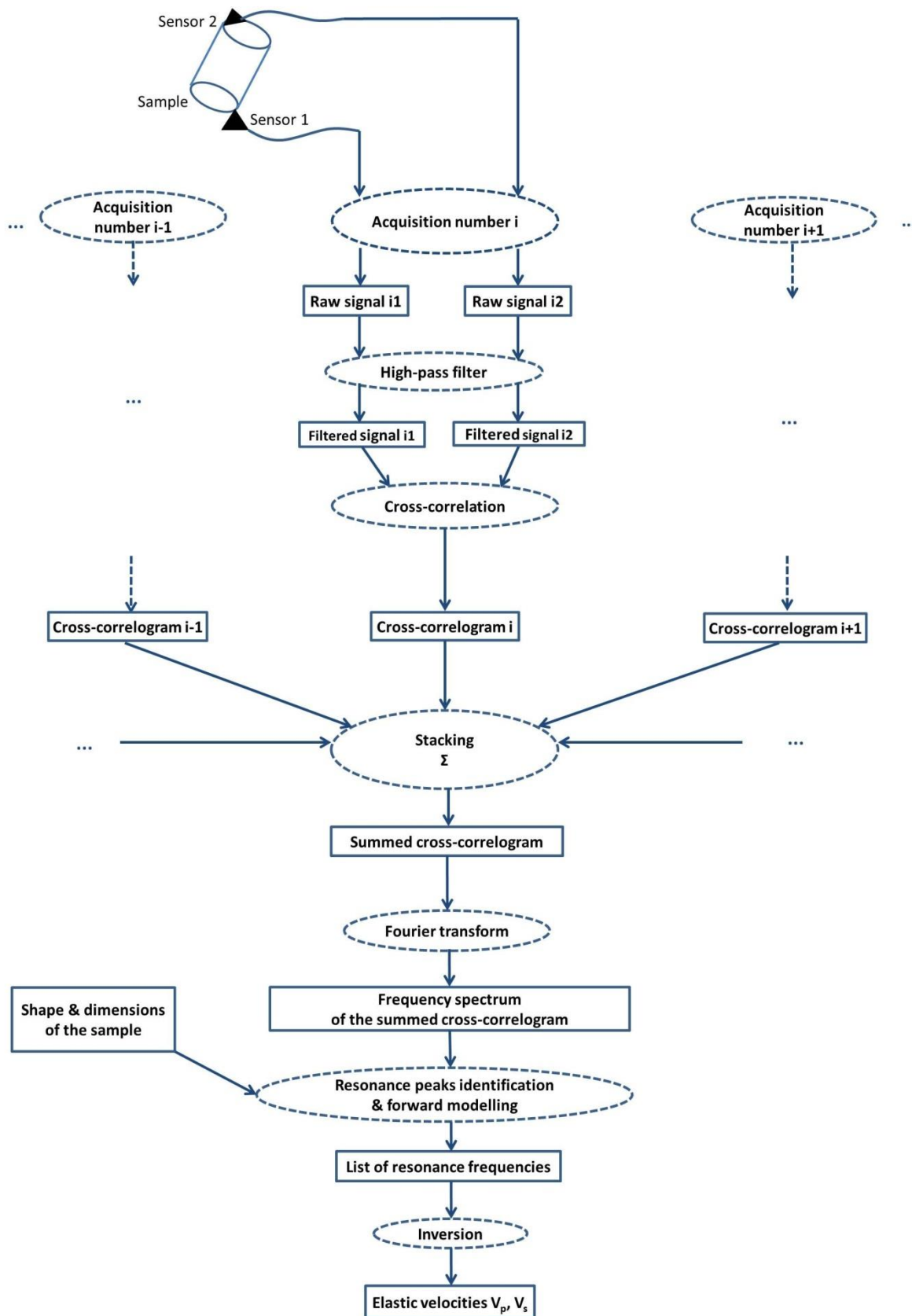


Figure 29: Séquence d'opérations correspondant au protocole expérimental

3.3 Justification de la procédure expérimentale

3.3.1 Pourquoi utilise-t-on un filtre passe-haut ?

En regardant de plus près une paire de signaux bruts enregistrés par l'oscilloscope, par exemple dans un échantillon d'aluminium, on peut voir des événements corrélés (figure 30). Ceux-ci proviennent de bruits accidentels du laboratoire : un ventilateur, une autre machine en fonctionnement... dont le contenu fréquentiel est relativement bas (en-dessous de 5 kiloHertz).

Par conséquent, on applique un filtre passe-haut de fréquence de coupure 5 kiloHertz afin de rendre plus aléatoires les signaux enregistrés. Il faut bien sûr choisir la fréquence de coupure la plus basse possible afin de perdre le moins d'information possible. La figure 31 présente la même paire de signaux que la figure 30 mais après filtrage. Les arrivées cohérentes ont disparu grâce au filtrage.

Cette étape permet de respecter autant que possible la condition d'équipartition (voir section 2.2.1) qui est une condition nécessaire pour retrouver des informations sur le milieu étudié par corrélation de bruit s'y propageant (voir section 3.2.1).

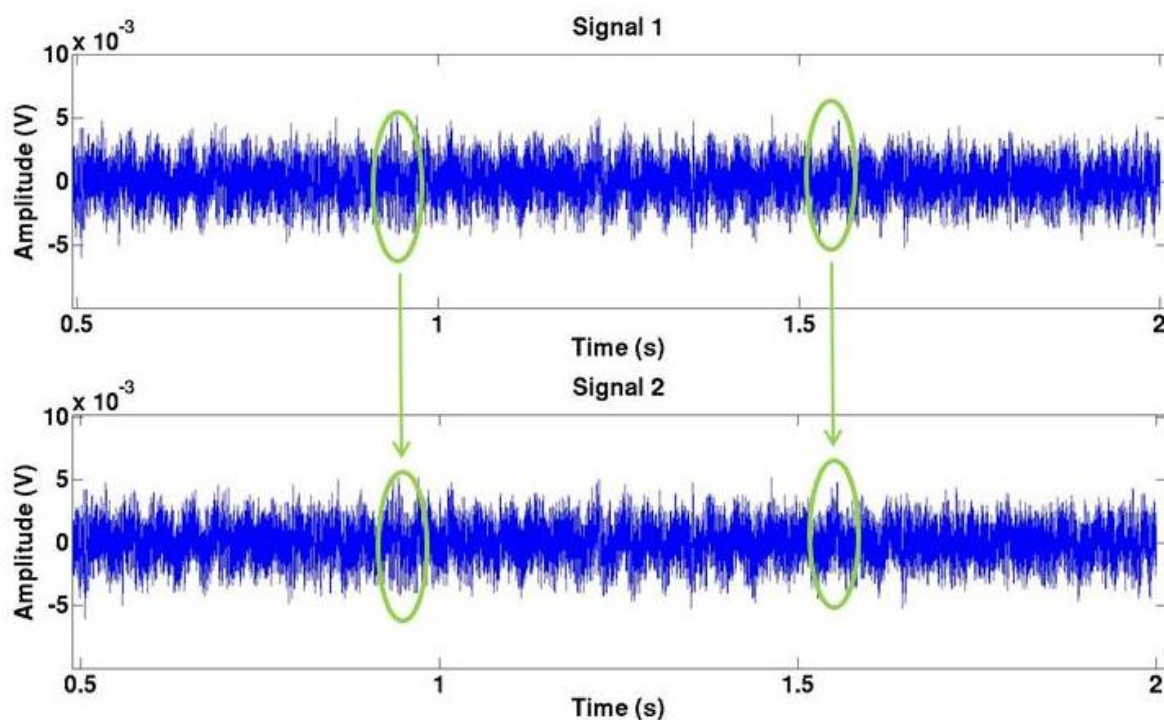


Figure 30 : A pair of raw signals, recorded in an aluminium sample. Rounded zones = correlated events

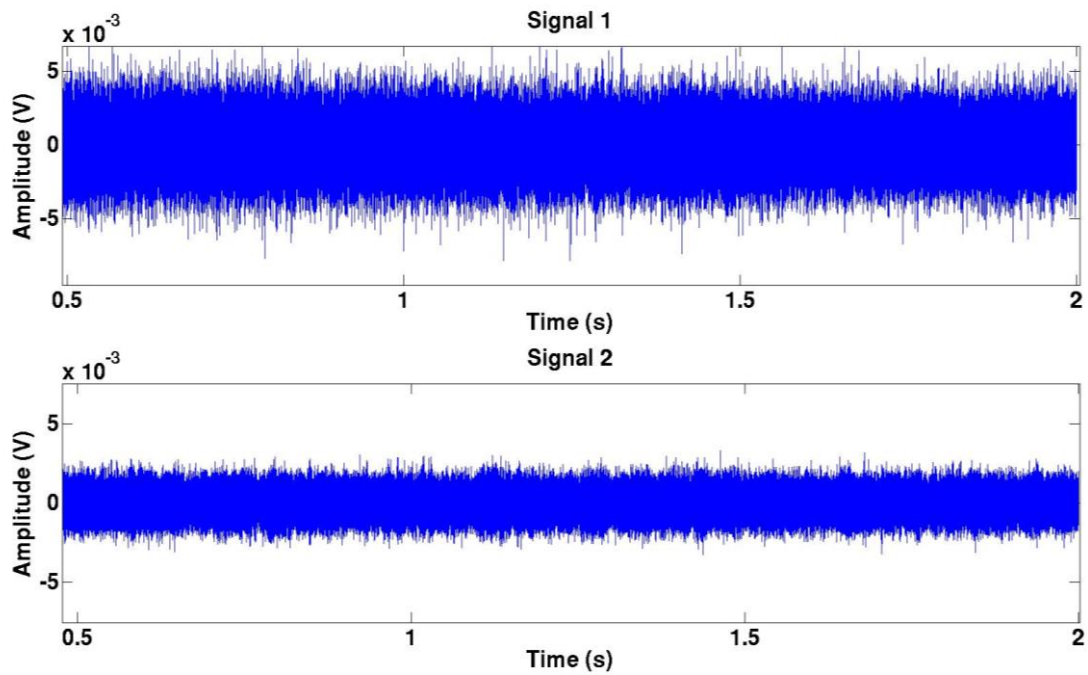


Figure 31 : Same pair of signals as in figure 4 but after filtering (5 kHz high-pass filter)

3.3.2 Pourquoi somme-t-on les corrélations ?

L'étape suivante consiste à sommer, ou "stacker" les corrélations.

La figure 32 représente les spectres de trois corrélations seules différentes (pas de sommation).

La figure 33 représente le spectre de trois lots différents de 5 (ou 10 ou 15 respectivement) corrélations sommées ensemble. Une seule corrélation appartient à un unique lot de N_{stack} (=5, 10 ou 15 respectivement) corrélations. On peut clairement voir que la sommation améliore le rapport signal à bruit et qu'il donne un signal stable et reproductible (en terme de liste de fréquences de résonance) si l'on somme plus de 10 corrélations. Ceci est la raison pour laquelle, concernant l'aluminium, nous sommes 15 corrélations ($N_{\text{stack}} = 15$). Concernant les matériaux plus atténuants, comme le plexiglas, le nombre de corrélations à sommer afin de stabiliser le spectre est de 40.

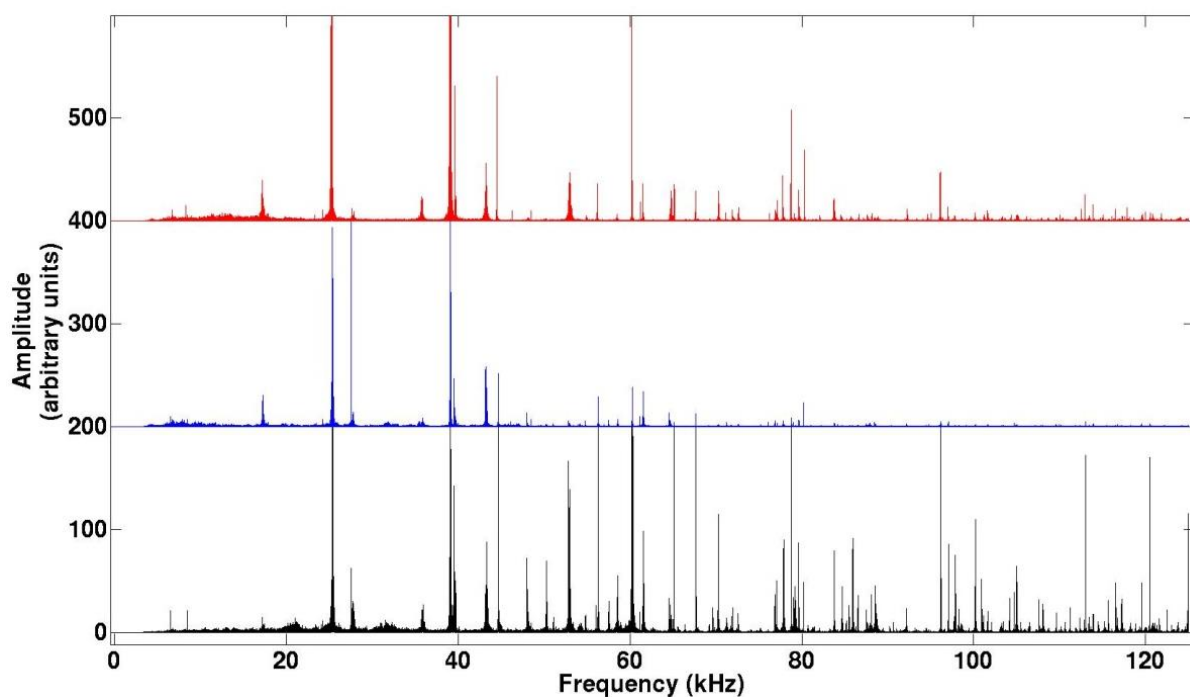
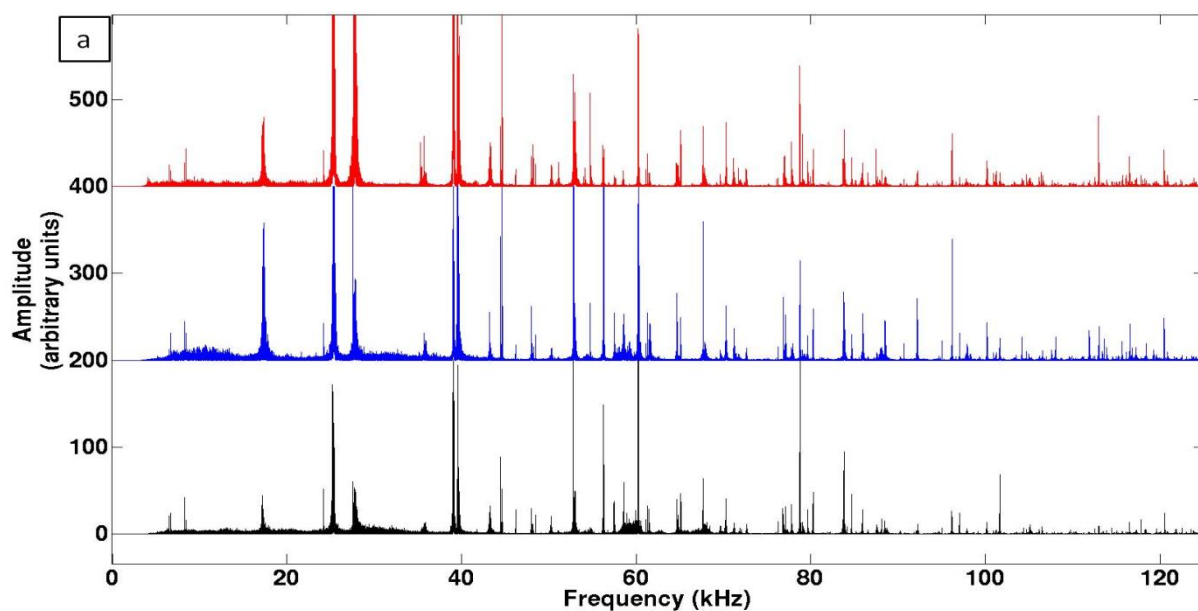


Figure 32 : Trois spectres correspondant à trois corrélations différentes (après application d'un filtre passe-haut de fréquence de coupure 5 kHz aux signaux avant la corrélation). Une seule corrélation apparaît sur chaque sous figure, chacun des des trois spectres.



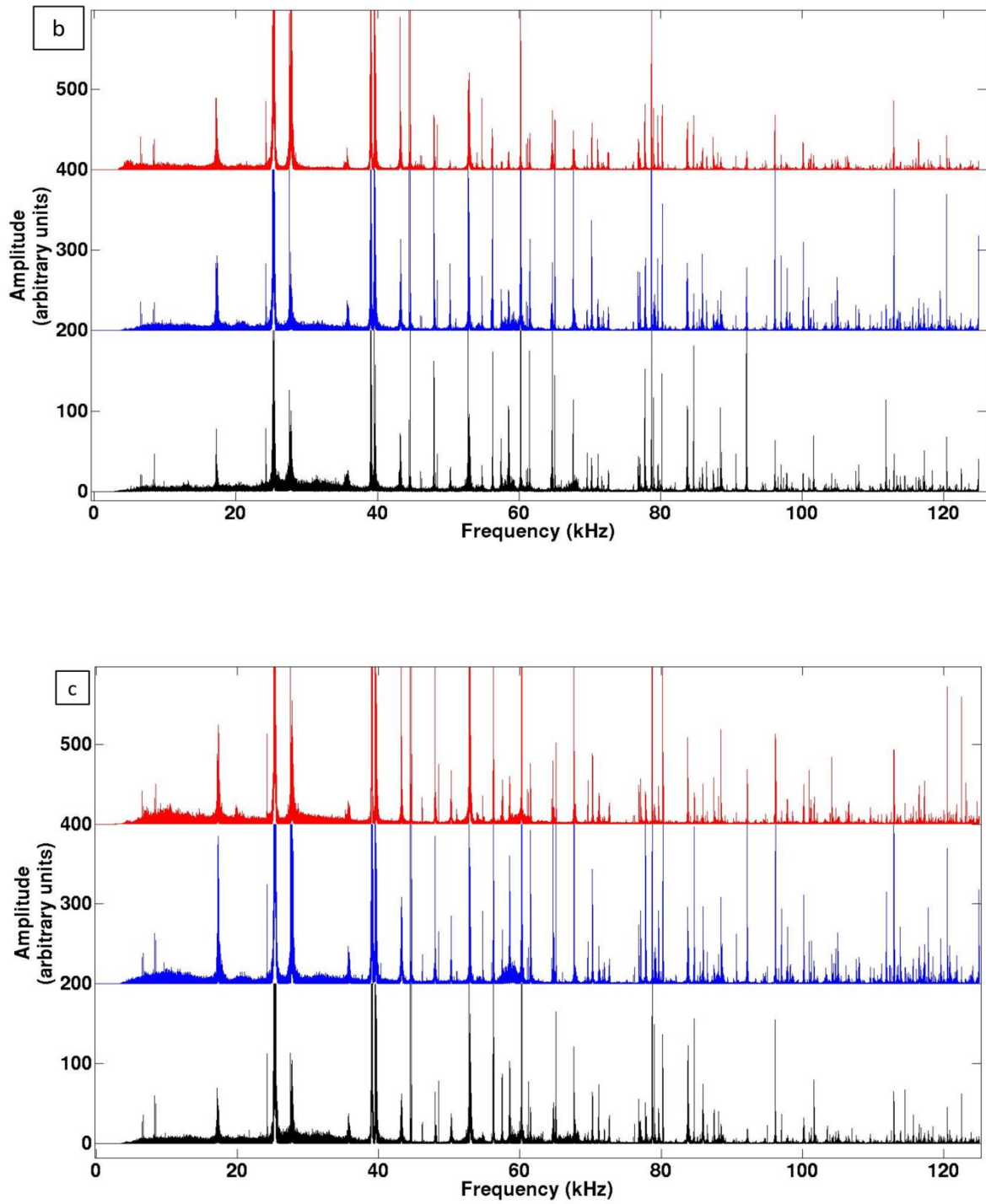


Figure 33: Trois spectres correspondant à trois sommations différentes de (a) 5, (b) 10, (c) 15 corrélations différentes. Un filtre passe-haut (5kHz) est appliqué à chaque paire de signaux avant qu'ils soient corrélés ensemble. Le lot de corrélations choisies pour être sommées ensemble est totalement différent d'une sous figure à l'autre.

3.3.3 Pourquoi s'intéresse-t-on au spectre de la somme des corrélations ?

Il est mentionné dans le paragraphe précédent que l'on s'intéresse au spectre des corrélations, et non aux spectres des auto-corrélations de signaux ou bien à ceux des signaux eux-mêmes (sans les corrélés), puisque notre expérience traite des modes de résonance.

Pour répondre à cette question, nous avons comparé le spectre de 15 corrélations sommées avec le spectre des 15 signaux correspondant (il y a deux spectres de ce type, puisqu'il y a 15 signaux enregistrés en voie 1 et 15 en voie 2), ainsi qu'avec le spectre de la somme de leurs 15 auto-corrélations sommées (il y a donc deux spectres de 15 auto-corrélations, l'un concerne les signaux enregistrés en voie 1 et l'autre les signaux enregistrés en voie 2), dans les cas d'un cylindre d'aluminium et d'un cylindre de plexiglas (tous deux de diamètre 6cm, longueur 10cm).

Ceci est illustré par les quatre figures suivantes.

Sur les figures 34 et 36, nous avons tracé la somme de N_{stack} spectres de signaux enregistrés en voie 1 (en bleu), la somme de N_{stack} spectres de signaux enregistrés en voie 2 (ligne rouge), et le spectre de N_{stack} cross-corrélations (ligne bleu clair), pour un cylindre d'aluminium et pour un cylindre de plexiglas respectivement. De même les figures 35 et 37 présentent les spectres de N_{stack} auto-corrélations sommées de signaux enregistrés en voie 1 (ligne bleue), en voie 2 (ligne rouge), et le spectre de N_{stack} cross-corrélation (ligne bleu clair) concernant le même cylindre d'aluminium et le même cylindre de plexiglas respectivement. A titre de comparaison, nous avons également fait apparaître sur ces figures les fréquences de résonance théoriques (triangles rouges) calculées à partir des constantes élastiques du matériau (aluminium dans un cas, plexiglas dans l'autre) mesurées de manière indépendante par la méthode de l'impulsion ultrasonore.

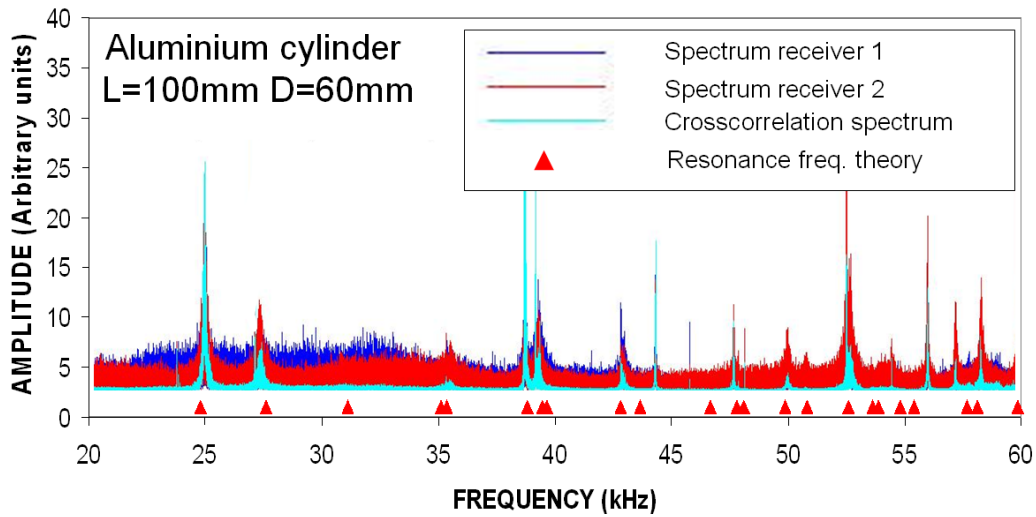


Figure 34 : Somme de 15 (N_{stack}) spectres expérimentaux de signaux enregistrés en voie 1 (ligne bleue), de signaux enregistrés en voie 2 (ligne rouge), et spectre expérimental des 15 corrélations sommées correspondantes (ligne cyan) pour un cylindre d'aluminium (diamètre $D=6\text{cm}$ et longueur $L=10\text{cm}$), comparés aux fréquences de résonance théoriques (triangles rouges) correspondant aux constantes élastiques mesurées indépendamment par la méthode conventionnelle du pulse ultrasonore.

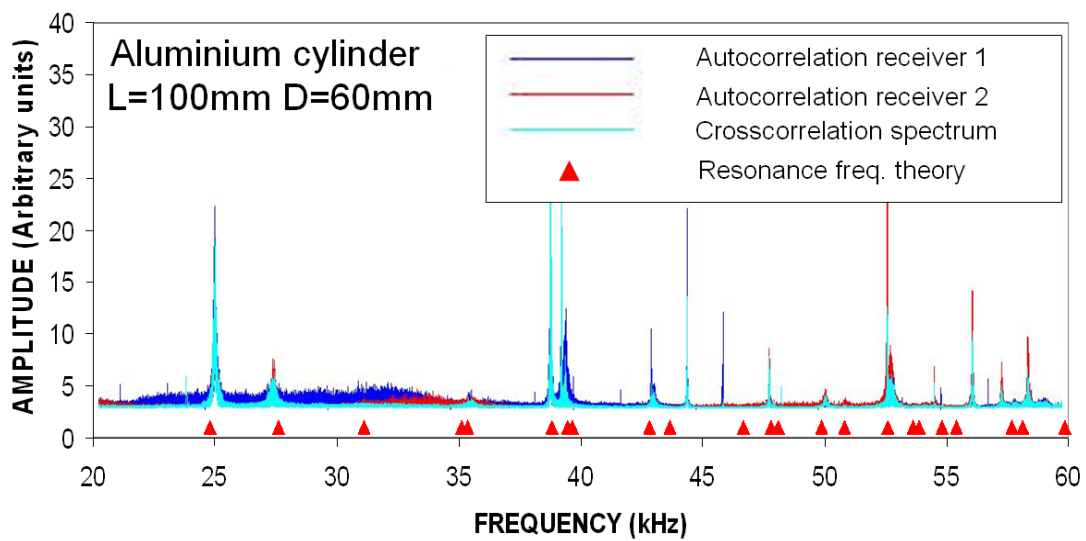


Figure 35 : spectre de 15 (N_{stack}) spectres expérimentaux d'autocorrélations de signaux enregistrés en voie 1 (ligne bleue), de signaux enregistrés en voie 2 (ligne rouge), et spectre expérimental des 15 corrélations sommées correspondantes (ligne cyan) pour un cylindre d'aluminium (diamètre $D=6\text{cm}$ et longueur $L=10\text{cm}$), comparés aux fréquences de résonance théoriques (triangles rouges) correspondant aux constantes élastiques mesurées indépendamment par la méthode conventionnelle du pulse ultrasonore.

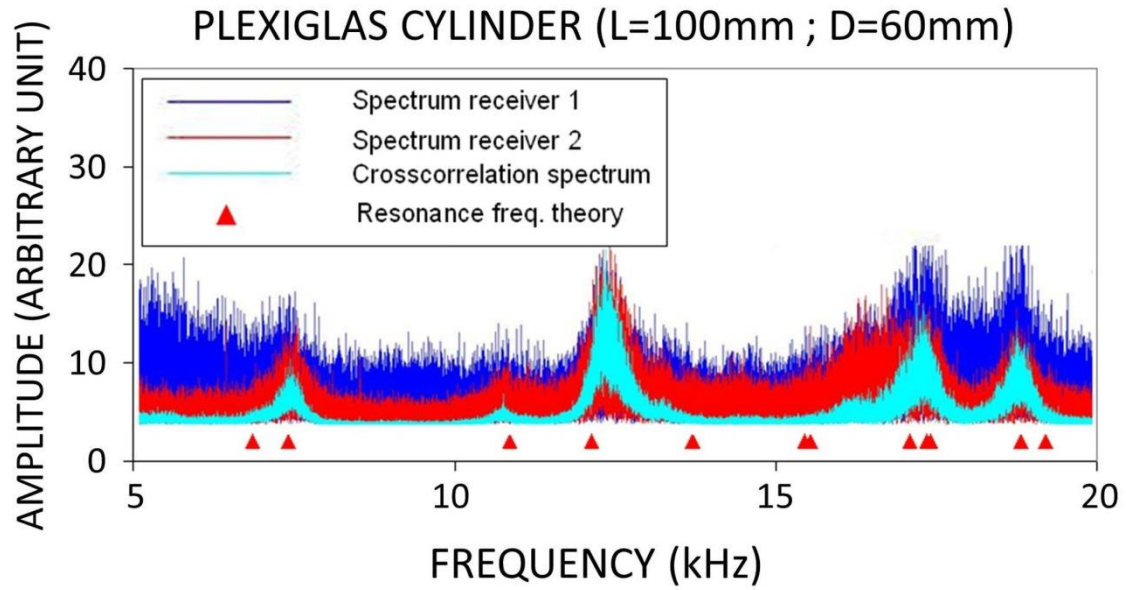


Figure 36 : Même chose qu'en figure 34 mais avec un cylindre de Plexiglas (diamètre $D=6\text{cm}$ et longueur $L=10\text{cm}$), excepté que $N_{stack} = 40$.

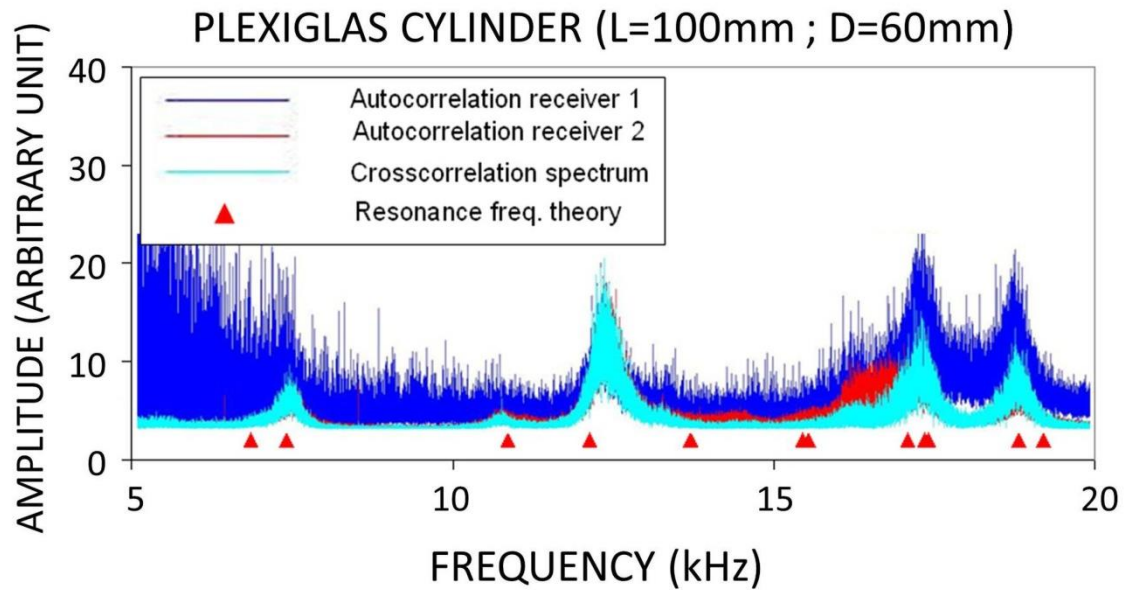


Figure 37 : Même chose qu'en figure 35 mais avec un cylindre de Plexiglas (diamètre $D=6\text{cm}$ et longueur $L=10\text{cm}$), excepté que $N_{stack} = 40$.

Tout d'abord, sur les échantillons non atténuants comme l'aluminium, tous les pics de résonance indiqués par les triangles rouges sont présents dans n'importe lequel des trois spectres, en figure 34 comme en figure 35. Etant donné que seules les valeurs des fréquences de résonance (et non leurs amplitudes) sont à donner afin d'inverser les

paramètres élastiques du solide étudié (voir section 2.3.5), n'importe laquelle de ces courbes pourrait être utilisée pour mesurer les propriétés élastiques de l'échantillon en mode résonant. Une possible explication physique est que le spectre du signal aléatoire envoyé dans l'échantillon est fortement filtré par la cavité résonante que l'échantillon constitue. Par conséquent, n'importe lequel des spectres des figures 34 et 35 sont dominés par les pics de résonance du cylindre fait d'un matériau solide non atténuant. Cependant, notons que le spectre de la corrélation croisée aide clairement à l'identification des fréquences de résonance, car, par exemple, les pics de résonance y sont plus fins et mieux délimités que ceux que l'on peut voir sur la somme des spectres des signaux (figure 34). En revanche, les rapports signal à bruit sont comparables entre les spectres de 15 auto-corrélations sommées (récepteur 1 et récepteur 2) et celui de 15 cross-corrélations sommées (figure 35). En outre, notons le rapport signal à bruit légèrement moindre concernant le spectre de 15 auto-corrélations sommées enregistrées au capteur 1 (ligne bleue, figure 35). On peut donc dire que le processus de la corrélation, que ce soit auto-corrélation ou corrélation croisée de signaux, tend à améliorer le rapport signal à bruit.

D'autre part, le contraste est bien plus saisissant dans le cas d'échantillons atténuants comme le plexiglas (figures 36 et 37), à cause de l'atténuation. Plus précisément le rapport signal à bruit de la somme de 40 spectres de signaux enregistrés (40 en voie 1 et 40 en voie 2) est si faible que certains pics de résonance sont presque invisibles. Ceci est par exemple le cas pour le pic situé à une fréquence d'environ 11 kiloHertz pour le récepteur 1, et pour le pic de résonance aux alentours de 18 kiloHertz pour le récepteur 2. Par conséquent, d'un point de vue pratique, la somme des 40 spectres de signaux ne peut être utilisée sereinement pour identifier les fréquences de résonances, étape nécessaire pour inverser les paramètres élastiques, dans le cas d'échantillons atténuants.

En revanche ces pics sont clairement visibles sur le spectre de 40 corrélations croisées sommées (courbe cyan figure 36). Le procédé de corrélation améliore grandement le rapport signal à bruit, et le résultat est bien plus convaincant que dans le cas d'un échantillon non-atténuant (figures 34 et 35). De plus, il faut noter que les pics de résonance sont légèrement moins visible sur le spectre de 40 auto-corrélations sommées (courbes rouge et bleue figure 37) que sur le spectre de 40 corrélations croisées sommées (courbe cyan figure 37), tout particulièrement en ce qui concerne le capteur numéro 1 (courbe bleue sur la figure 37). De façon générale, les pics de résonance sont plus visibles concernant le capteur numéro 2 (courbe rouge sur la figure 37) que le capteur numéro 1. Ceci peut être dû à plusieurs raisons, par exemple la qualité du capteur et de l'échantillon étudié, la qualité du couplant utilisé entre les capteurs et l'échantillon étudié, la localisation du point d'enregistrement ... pour en nommer quelques-uns. De plus, quelle que soit la qualité des enregistrements, individuels, aux capteurs 1 et 2, il semblerait que la corrélation croisée tend, dans une certaine mesure, à masquer l'éventuelle basse qualité de l'un des enregistrements. Par conséquent, des pics de résonance "propres" sont

visibles, ce qui facilite grandement l'inversion des paramètres élastiques. Pour conclure, en présence d'atténuation, la corrélation croisée semble être le moyen le plus efficace pour trouver les pics de résonance d'un échantillon vibrant, dans le but d'inverser les paramètres élastiques du solide dont il est fait.

3.3.4 Identification des pics de résonance

Cette étape est capitale. Elle consiste à relier chaque pic de résonance à un mode de résonance de l'échantillon. Etant donné que nos échantillons sont cylindriques, les principales familles de modes résonants sont le mode de torsion, le mode de flexion et le mode d'extension comme le montre la figure ci-dessous (voir *Meeker and Meitzler (1964)*).

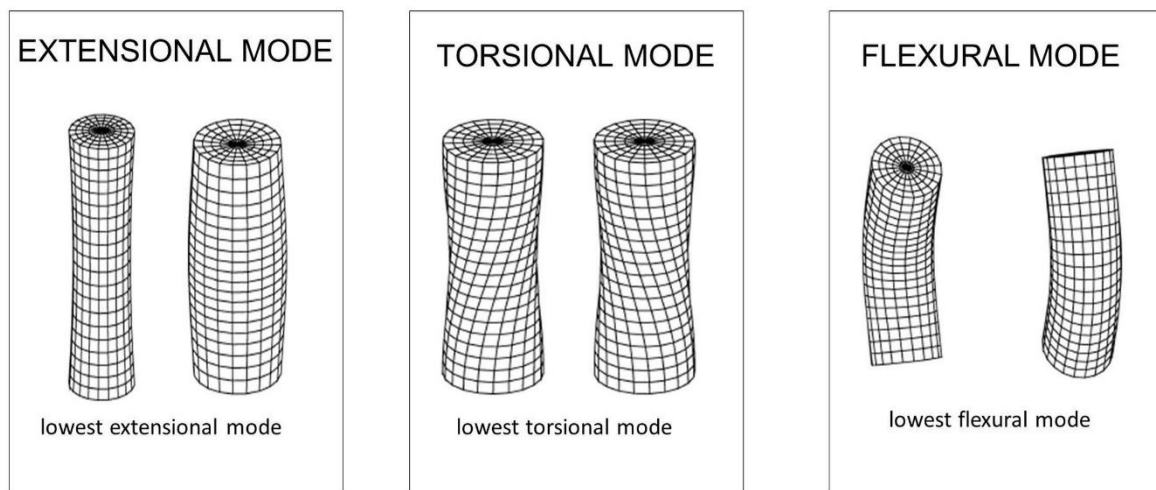


Figure 38 : Déformations correspondant aux trois familles de modes propres de vibration d'un cylindre, à savoir mode d'extension (sous figure de gauche), mode de torsion (sous-figure du centre), et mode de flexion (sous-figure de droite). Seuls les premiers modes sont représentés.

Les modes de torsion correspondent à des déformations axisymétriques qui impliquent des déplacements orthoradiaux du matériau autour de l'axe.

Les modes d'extension sont des déformations axisymétriques. C'est un mélange de compression et de cisaillement. A basse fréquence, quand les longueurs d'ondes sont longues devant le diamètre de l'échantillon, ces modes sont essentiellement une compression axiale couplée à une expansion radiale. Les fréquences sont généralement

dépendantes de la vitesse de barre, $V_E = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ (avec E module d'Young et ρ densité du

matériau) et les modes sont appelés "modes de barre". A plus haute fréquence, les modes sont plus complexes et il serait plus approprié de les appeler simplement modes de non-torsion.

Les modes de flexion ne sont quant à eux pas axisymétriques : dans ce cas, l'énergie voyage simplement de haut en bas de l'axe du cylindre. Ces modes sont associés à un chemin "tilté" par rapport à l'axe de symétrie du cylindre.

D'autre part, le principal paramètre d'entrée du code d'inversion utilisé est une liste exhaustive des fréquences de résonance. C'est-à-dire que même si une fréquence n'est pas présente dans notre spectre expérimental, elle doit figurer sur la liste. Ainsi, le facteur de pondération de cette fréquence absente dans la fonction de coût serait zéro. En revanche il serait de un pour toutes les fréquences présentes dans le spectre expérimental.

Que se passe-t-il si une fréquence est oubliée dans notre liste ? La figure suivante montre une partie du spectre expérimental de la somme de 15 corrélations (filtre passe-haut 5kiloHertz, ligne bleue) dans un échantillon d'aluminium. Les symboles diamant rouge représentent les fréquences de résonance calculées à partir des vitesses des ondes S et P mesurées par la méthode classique pulse-transmission.

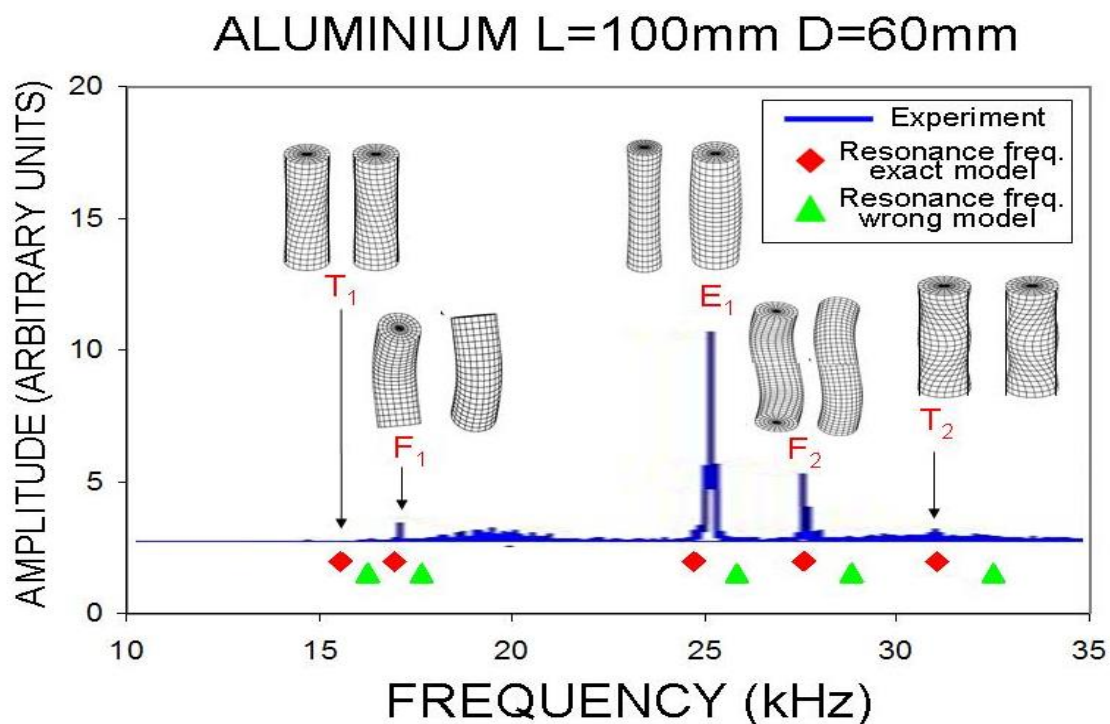


Figure 39: Courbe de résonance expérimentale (ligne bleue) d'un cylindre d'aluminium (diamètre $D=6$ cm et longueur $L=10$ cm), modes propres de vibration identifiés et schéma des déplacements en surface associés. T_1 & T_2 : modes de torsion, E_1 : mode d'extension, F_1 & F_2 , modes de flexion. L'identification des modes de vibration est réalisée avec le logiciel ATILA. Les symboles diamant rouges montrent les fréquences obtenues lorsque l'on considère toutes les fréquences, incluant T_1 , qui n'apparaît pas expérimentalement. Les triangles verts montrent les fréquences obtenues lorsque l'on oublie volontairement T_1 dans la liste de fréquences initiale.

Notons que le premier mode de torsion ne s'exprime pas dans notre expérience. Mais elle est bien l'une des fréquences de résonance théoriques de cet échantillon d'aluminium.

C'est pourquoi cette fréquence, qui est d'environ 15 kiloHertz, doit être listée avec un coefficient de pondération de zéro dans la fonction de coût. Si nous ne listons pas cette fréquence, le résultat de l'inversion sera différent, de 1.7 % concernant la constante élastique C_{11} et de 9.7 %, soit presque 10 %, concernant C_{44} . De plus, si la première fréquence de la liste donnée en entrée du code d'inversion est 17 kHz, alors la fonction coût qui mesure l'écart entre les fréquences expérimentales et théoriques (calculées à partir du modèle inversé, voir annexe B), a des valeurs très supérieures au cas où l'on entre bien une fréquence de 15 kiloHertz pour première fréquence de la liste en entrée du code RUS-inverse ; en effet elle est environ 100 fois supérieure. Pour information, nous avons tracé sur la figure 39 les fréquences de résonance calculées avec les mauvaises valeurs des constantes élastiques C_{11} et C_{44} obtenues après inversion si la première fréquence expérimentale est oubliée (triangles verts).

3.3.5 A propos du code d'inversion

Nous utilisons les deux codes suivants pour calculer les fréquences de résonance d'échantillons tridimensionnels, connaissant leurs dimensions et constantes élastiques : ATILA, un logiciel commercial basé sur de l'analyse modale, traite des structures à deux ou trois dimensions et peut résoudre le problème direct, mais aussi identifier les modes de résonance.

RUS-inverse, un logiciel académique libre de droit, développé par Brian Zadler et Jérôme le Rousseau (*Zadler et al. (2004)*) à l'école des Mines du Colorado, est également basé sur l'analyse modale de structures tri-dimensionnelles, et peut traiter à la fois avec le problème direct et le problème inverse.

Pour réaliser l'inversion, nous avons utilisé RUS-inverse (voir détails en annexe B). Les paramètres d'entrée sont :

- une liste exhaustive des fréquences de résonance
- des valeurs a priori des constantes élastiques C_{11} et C_{44} (nous sommes dans le cas de matériaux isotropes)
- la géométrie de l'échantillon : dimensions et forme.

Dans notre cas, les constantes élastiques a priori sont mesurées grâce à une autre expérience, indépendante, dans le but de valider notre protocole expérimental alternatif. Par conséquent nous mesurons le temps de première arrivée des ondes S et P à la traversée de plusieurs échantillons d'un même matériau de longueurs différentes, afin d'en déduire les valeurs de C_{11} et C_{44} (voir section 4.3). Le logiciel donne en sortie :

- une liste des fréquences de résonance calculées
- les valeurs calculées de C_{11} et C_{44}
- l'écart entre les résultats expérimentaux et les résultats calculés par inversion.

Le paragraphe suivant présente, au travers de l'exemple d'un cylindre d'aluminium, les fréquences d'entrée et de sortie du logiciel d'inversion.

Le tableau ci-dessous compare les fréquences d'entrée (1^e colonne) et les fréquences obtenues par le modèle inversé (3^e colonne) dans le cas d'un échantillon cylindrique d'aluminium (longueur 100mm, diamètre 60 mm, module d'élasticité associé aux ondes P $C_{11} = 117.17$ GPa et module d'élasticité associé aux ondes S $C_{44} = 26.97$ GPa). Comme indiqué dans la section 3.3.4 il est crucial de ne pas oublier de fréquence de résonance dans la liste des fréquences en entrée du logiciel d'inversion. Aussi, on s'aide du résultat du calcul direct afin de n'en oublier aucune. Mais un coefficient de pondération nul sera affecté à toute fréquence, ajoutée à la liste d'entrée, qui n'était pas présente dans le relevé expérimental. Dans le cas contraire c'est le coefficient 1 qui est affecté à la fréquence en question (2^e colonne). Les fréquences ajoutées à la liste des fréquences relevées expérimentalement sont notées en bleu et proviennent d'un calcul direct des fréquences de résonance d'un cylindre d'aluminium (connaissant ses dimensions et paramètres élastiques). Les fréquences présentes dans le relevé expérimental sont notées en noir.

Fréquences d'entrée (kHz)	Coefficient de pondération	Fréquences obtenues par le modèle inversé (kHz)
15.518	0.0	15.526
16.938	0.0	16.946
17.197	1.0	16.946
23.290	1.0	24.743
27.830	1.0	27.566
27.552	0.0	27.566
31.036	0.0	31.053
35.034	0.0	35.052
35.034	0.0	35.052
35.730	1.0	35.290
35.272	0.0	35.290
38.716	0.0	38.737
38.716	0.0	38.737
39.050	1.0	39.371
39.090	0.0	39.371
39.555	0.0	39.575
39.580	1.0	39.575
42.722	0.0	42.743
43.230	1.0	42.743
44.470	0.0	43.545
46.250	1.0	46.579
48.040	0.0	47.683
48.230	0.0	47.683
48.470	1.0	47.993

Tableau 1 : Exemple d'inversion (cylindre d'aluminium longueur $L = 100$ mm et diamètre $D = 60$ mm, $C_{11} = 117.17$ GPa, $C_{44} = 26.97$ GPa). Colonne de gauche : fréquences d'entrée, colonne centrale : coefficient de pondération affecté à chaque fréquence d'entrée pour l'inversion, colonne de droite : fréquences après inversion.

4 Validation de la procédure expérimentale

4.1 Validation des logiciels utilisés, dans la gamme de fréquence d'intérêt

Nous utiliserons ici les résultats de l'expérience de Soga and Anderson (1967) ; la figure 40 présente le spectre de résonance d'une sphère de tektite. Nous avons entré les paramètres (dimensions, densité, vitesses des ondes) d'une sphère de tektite telle qu'utilisée dans l'expérience précédemment citée dans les logiciels ATILA et RUS-inverse. Cela donne deux listes de fréquences de résonance qui coïncident parfaitement l'une avec l'autre (voir figure 40 : diamants rouges : fréquences théoriques obtenues par ATILA, triangles verts : fréquences théoriques obtenues avec RUS-inverse). De plus ces deux listes coïncident également avec les fréquences de résonance obtenues expérimentalement. Nous en concluons que les codes sont efficaces dans la gamme de fréquence qui nous intéresse, dans le cas de notre étude (de la dizaine de kiloHertz au megaHertz), et même dans une gamme de fréquence plus large.

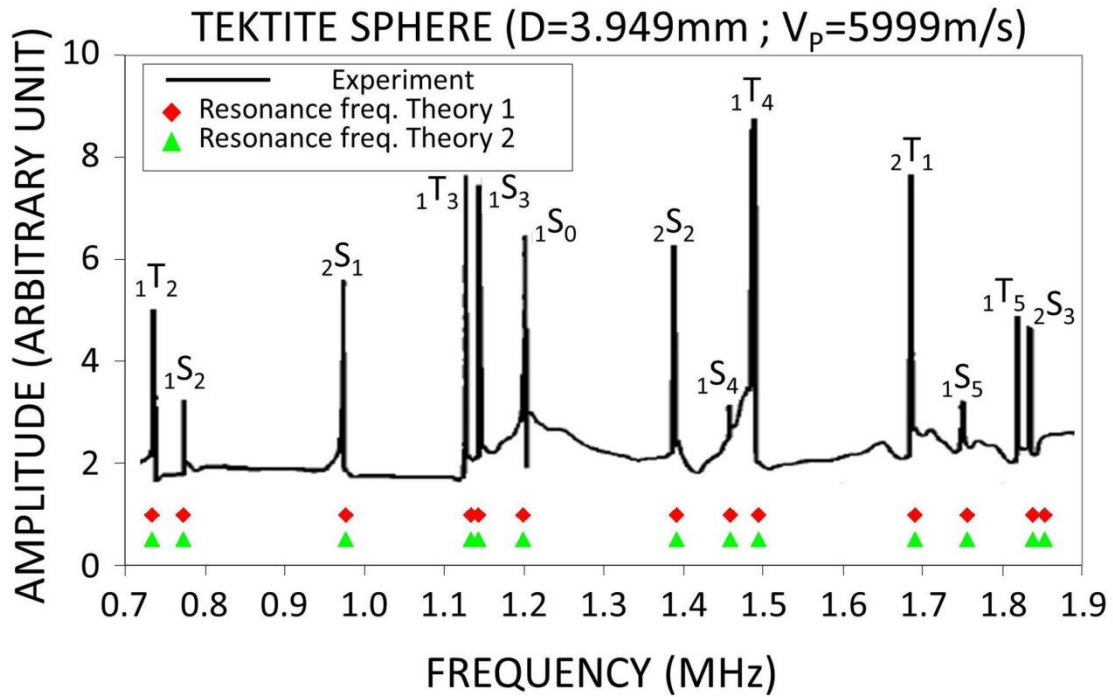


Figure 40: Courbe expérimentale de résonance (ligne noire) d'une sphère de tektite (diamètre $D=3.949\text{mm}$) comparée avec les fréquences de résonance théoriques (diamants rouges et triangles verts, correspondant aux résultats du logiciel ATILA (theory 1) et RUS-inverse (theory 2)) correspondant à une sphère de même dimensions et caractérisée par les constantes physiques : masse volumique $d=2424\text{ kg.m}^{-3}$, $V_p=5999\text{ m.s}^{-1}$, $V_s=3209\text{ m.s}^{-1}$. Données expérimentales par Soga et Anderson (1967).

4.2 Reproductibilité de l'expérience

La calibration de la procédure expérimentale a été réalisée avec un cylindre d'aluminium de 100 mm de long et 60 millimètres de diamètre. Sur la figure 41, on peut voir trois spectres correspondant chacun à un stack de 15 corrélations. Pour chaque réalisation, un lot différent de 15 corrélations est utilisé. Notons que chaque fréquence de résonance reste inchangée d'une réalisation à une autre. Cela signifie que le résultat est stable et reproductible. De plus, lorsque l'on zoome sur un pic, par exemple le pic à 56 180 Hertz, la position du pic varie seulement de la moitié de sa largeur, c'est-à-dire de moins de 7 Hertz. Cela veut dire que la variation relative $\Delta f / f$ est de $7/56180$ soit 0.012 pourcents !

L'expérience est donc reproductible.

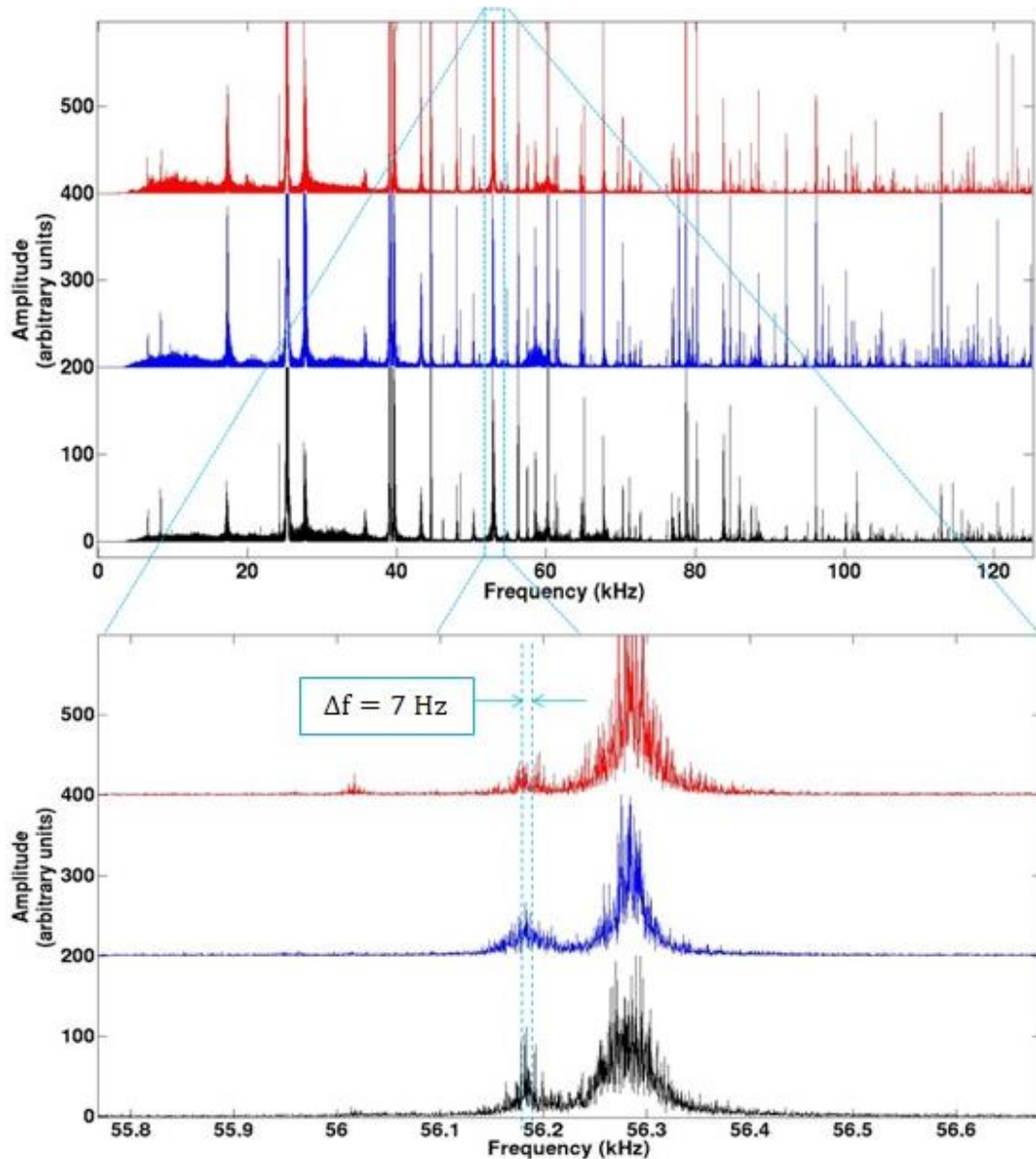


Figure 41: Trois spectres du même échantillon d'aluminium, obtenus après trois stacks de quinze corrélations différentes (en haut) et zoom sur la zone entourée en bleu (en bas). La variation de position du pic (à $f=56.18$ Hz) est seulement de 7 Hertz d'une réalisation à l'autre.

4.3 Validation des résultats de l'inversion

La figure 42 présente, pour chaque fréquence, l'écart relatif entre la fréquence de résonance correspondant au modèle inversé à partir de la courbe de résonance expérimentale (f_{RUS}) et la fréquence de résonance correspondant aux constantes élastiques mesurées indépendamment par la méthode conventionnelle de pulse ultrasonique transmis (f_{pulse}), dans un échantillon d'aluminium. L'erreur moyenne est de

0.25 pourcents, ce qui correspond à la valeur type de l'exactitude des mesures que nous avons obtenue dans certains échantillons solides de matériaux (voir section 5 Résultats).

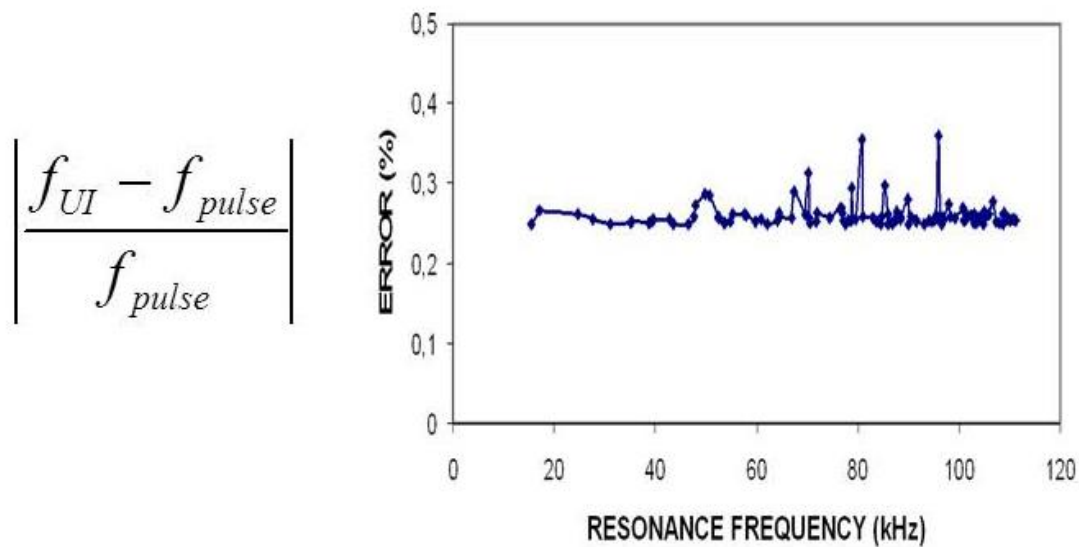


Figure 42: Différence relative en pourcents entre la fréquence de résonance f_{UI} correspondant au modèle inversé à partir des courbes expérimentales de résonance, et la fréquence de résonance f_{pulse} correspondant aux constantes élastiques mesurées indépendamment par la méthode conventionnelle de l'impulsion ultrasonore transmise, en fonction de la fréquence f_{pulse} . Cas d'un cylindre d'aluminium (diamètre $D=6\text{cm}$, longueur $L=10\text{cm}$).

Dans la partie 2.2.5, nous notons que les codes nécessitent des valeurs a priori des constantes élastiques du matériau étudié. Pour obtenir ces valeurs, nous avons procédé à une expérience de pulse – transmission. Nous avons pour cela sélectionné six cylindres d'aluminium de longueurs différentes, c'est-à-dire 35, 38, 50, 60, 70, 100 millimètres (figure 43). Nous avons mesuré le temps de première arrivée des ondes S et P au travers de chaque cylindre. Puis par une régression linéaire les vitesses des ondes S et P sont obtenues avec une grande précision, comme en témoigne le coefficient de corrélation de 0.9997 dans chacun des deux cas.

Ainsi dans l'aluminium, les vitesses des ondes sont $V_s = 3103.7 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_p = 6468.8 \text{ m.s}^{-1}$. Avant chaque acquisition de signaux dans l'aluminium (ou tout autre matériau), on réalisera une expérience de pulse-écho à la traversée d'un cylindre d'aluminium.

On mesurera ainsi de nouveau les temps d'arrivée des ondes S et P à la traversée de l'échantillon d'aluminium considéré. Ceci nous permettra, puisque les vitesses des ondes y sont désormais connues grâce à la précédente régression linéaire, d'en déduire le temps "tête-à-tête" associé à cette expérience, le temps qu'il faudra retirer à nos mesures de temps d'arrivée des ondes dans les échantillons (plexiglas, roches...voir section 5 « Résultats ») pour obtenir le temps réel d'arrivée des ondes. En effet, sinon, on mesure :

$$t_{\text{arrivée}} = t_{\text{arrivée ondes}} + t_{\text{tête-à-tête}}$$

Il y a un temps tête-à-tête associé à chaque type d'onde, S et P.



Figure 43: Six cylindres d'aluminium (longueurs $L = 35\text{ mm}$, 38 mm , 50 mm , 60 mm , 70 mm , et 80 mm de gauche à droite) fabriqués à partir d'un même bloc et utilisés pour mesurer précisément les vitesses des ondes S et P. Voir mesures figure 44.

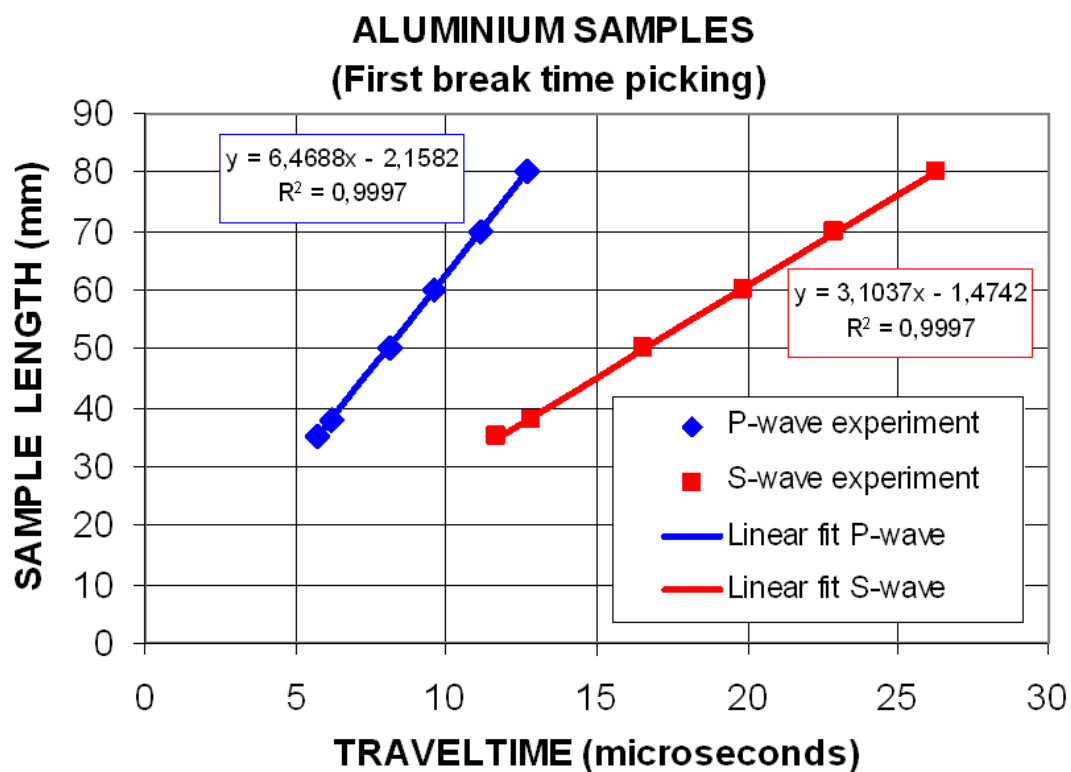


Figure 44: Temps de vol "premières arrivée" en fonction de la longueur de l'échantillon pour six échantillons d'aluminium de longueurs différentes. Les données expérimentales sont les symboles diamant bleus concernant les ondes P et les carrés rouges concernant les ondes S. Les tendances linéaires ajoutées sur les données expérimentales sont tracées en bleu pour les ondes P et en rouge pour les ondes S et les équations des régressions linéaires correspondantes et les coefficients de corrélation R^2 sont donnés dans les cartouches. Le temps « dead time » est de $0.3326\mu\text{s}$ dans le cas des ondes P et de $0.4750\mu\text{s}$ dans le cas des ondes S.

Cette mesure très précise des constantes élastiques explique la faible erreur que nous obtenons lorsque nous comparons f_{pulse} avec f_{RUS} .

Mais que se produirait-il si nous ne connaissions pas les constantes élastiques avec une telle précision ? Afin de répondre à cette question nous avons fait l'expérience : nous avons volontairement entré des constantes élastiques légèrement différentes dans le modèle a priori avant de réaliser l'inversion. Ces « fausses » constantes différant de 4 pourcents de celles qui ont été mesurées par l'expérience de pulse-transmission : 122 GPa (au lieu de 117.17 GPa mesurés par pulse-transmission) dans le cas de C_{11} , 28 GPa au lieu de 26.97 GPa dans le cas de C_{44} . L'erreur relative est tracée figure 45 et a pour valeur moyenne 1.13 %. Ainsi, même avec une erreur notable (mais non absurde) sur les constantes élastiques a priori, l'inversion permet de retrouver les constantes élastiques du matériau étudié avec une erreur relative à peine supérieure à 1%.

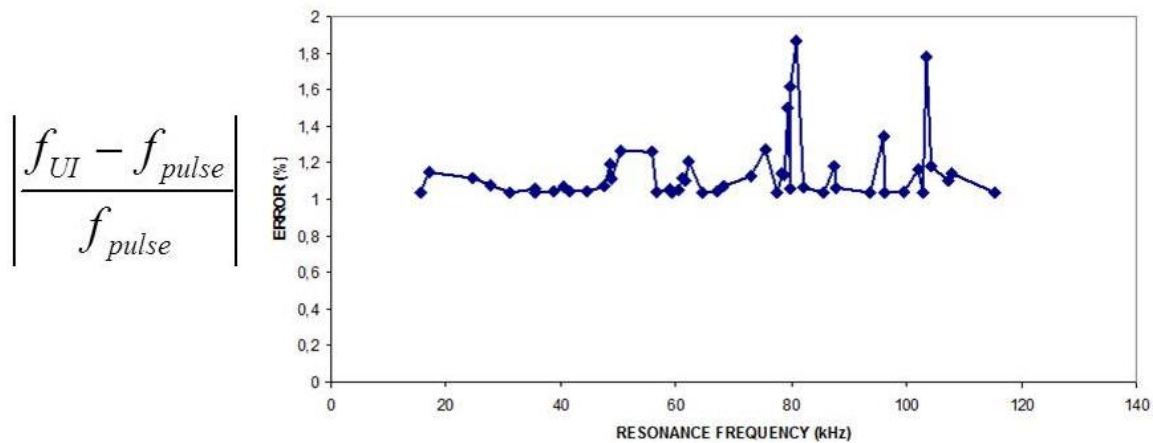


Figure 45: Différence relative en pourcents entre la fréquence de résonance f_{UI} correspondant au modèle inverse à partir des courbes expérimentales de résonance, obtenues avec des constantes élastiques a priori volontairement fausses (122 GPa au lieu de 117.17 GPa concernant C_{11} et 28 GPa au lieu de 26.97 GPa dans le cas de C_{44} , ce qui représente une augmentation de 4%), et la fréquence de résonance f_{pulse} correspondant aux constantes élastiques mesurées indépendamment avec la méthode conventionnelle de l'impulsion transmise, en fonction de la fréquence f_{pulse} . Cas d'un cylindre d'aluminium (diamètre $D=6cm$ longueur $L=10cm$).

5 Résultats

Cette partie présente les résultats obtenus grâce à la méthodologie expérience-inversion mise en place dans les parties précédentes.

5.1 Résultats dans l'aluminium

La figure 46 compare la courbe de résonance obtenue expérimentalement (courbe bleue) avec les fréquences de résonance théoriques calculées à partir des vitesses des ondes S et P obtenues indépendamment par la mesure de pulse. En ce qui concerne les modes de résonance excités, l'accord entre expérience et théorie est bon. De plus, cela est cohérent avec le fait que les vitesses élastiques du cylindre d'aluminium (diamètre $D=6$ cm et longueur 10 cm) inversées à partir des courbes de résonance ($V_P \simeq 6490$ m.s⁻¹ et $V_S \simeq 3110$ m.s⁻¹) sont très proches des vitesses élastiques mesurées indépendamment par la méthode conventionnelle de pulse-transmission (qui donne $V_P \simeq 6470$ m.s⁻¹ et $V_S \simeq 3100$ m.s⁻¹). L'erreur relative est alors de 0.3% concernant V_P et 0.3% concernant V_S .

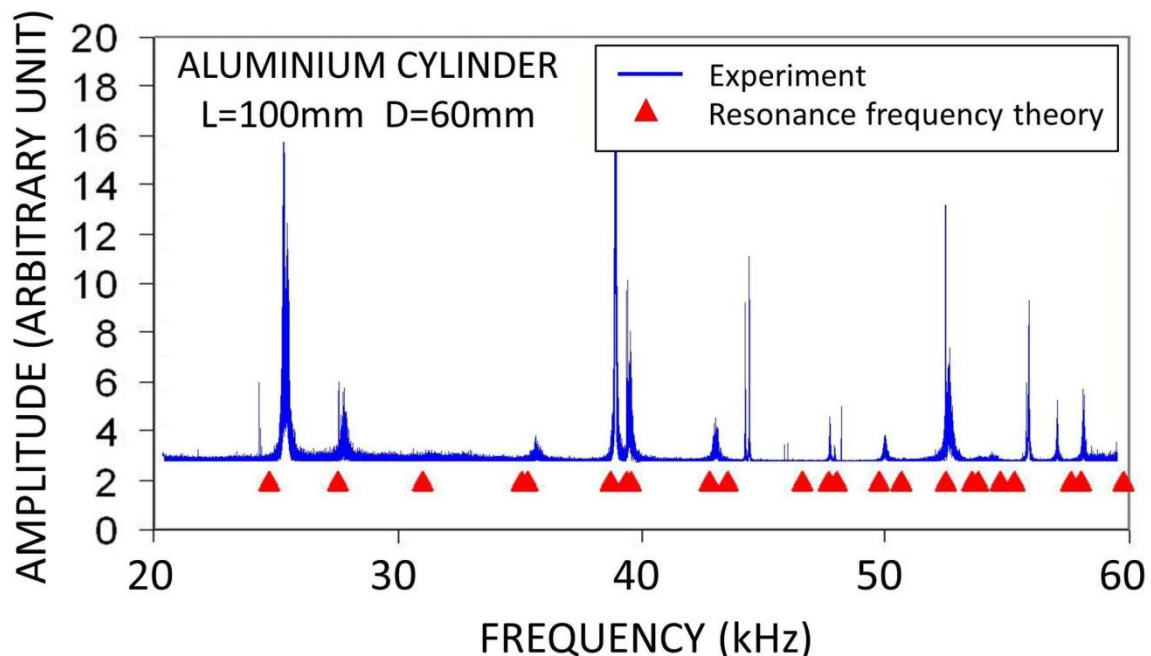


Figure 46: Courbe expérimentale de résonance (courbe bleue) d'un cylindre d'aluminium (diamètre $D=6$ cm et longueur $L=10$ cm) comparée aux fréquences de résonance théoriques (triangles rouges) correspondant aux constantes élastiques mesurées indépendamment par la méthode du pulse ultrasonore transmis.

5.2 Résultats dans le plexiglas

On s'intéresse maintenant à un échantillon de plexiglas ; cela permet de tester le protocole expérimental sur un matériau atténuant.

La figure 47 est similaire à la figure 46 mais correspond à un cylindre de plexiglas, de mêmes dimensions (diamètre $D = 6 \text{ cm}$ et longueur 10 cm). On constate que l'accord entre théorie et expérience n'est pas aussi bon que dans le cas du cylindre d'aluminium, mais reste acceptable. De plus les vitesses des ondes S et P obtenues par inversion ($V_P \simeq 2690 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S \simeq 1380 \text{ m.s}^{-1}$) des courbes de résonance sont assez proche des vitesses élastiques mesurées indépendamment par la méthode de pulse ultrason ($V_P \approx 2700 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S \approx 1370 \text{ m.s}^{-1}$), avec des déviations de 0.4% sur V_P et 0.7% sur V_S .

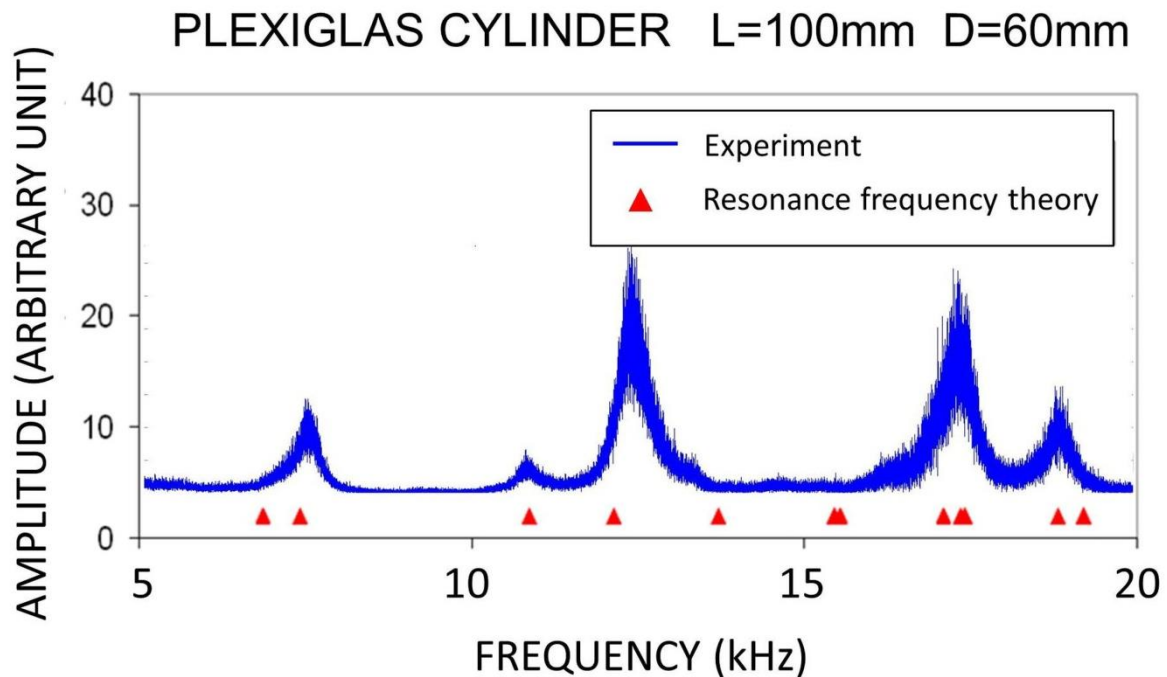


Figure 47: Même chose qu'en figure 46 mais concernant un cylindre de Plexiglas (diamètre $D=6 \text{ cm}$ et longueur $L=10 \text{ cm}$).

La précision des mesures de vitesses dans le plexiglas, qui est atténuant, obtenues par notre méthode basée sur la corrélation de bruit est une confirmation additionnelle des mesures de vitesse dans les milieux dissipatifs utilisant l'interférométrie sismique, comme développé par Roux *et al.* (2005), Slob *et Wapenaar* (2007) et rappelé par Wapenaar *et al.* (2010 b).

De plus amples informations peuvent être obtenues, au sujet de l'atténuation, à partir de la courbe de résonance de la figure 47. En effet, en se concentrant sur l'un des pics de

résonance, par exemple sur celui centré sur la valeur 12.3 kHz, on peut voir que le facteur de qualité correspondant à ce mode résonant est $Q \simeq 28$ (avec Q la raciné carrée de la largeur relative du pic) (voir *Bourbié et al. (1987)* ou *Lucet (1989)*), ce qui est cohérent avec les facteurs de qualité obtenus par *Lucet (1989)* en utilisant la méthode la barre résonante pour des fréquences autour de quelques kiloHertz, qui sont $Q_E \simeq 29$ à 35 concernant le mode d'extension (indice E) et $Q_T \simeq 25$ à 27 concernant le mode de torsion (T) ou de cisaillement.

A ce stade de l'étude il est possible d'affirmer que l'on peut retrouver les constantes élastiques d'un matériau grâce au procédé expérimental établi précédemment, du moment que ce matériau est homogène. Il n'est pas gênant que le matériau soit atténuant, comme c'est le cas pour le plexiglas.

Le sujet de cette thèse étant le monitoring de substitutions de fluides dans une roche poreuse, nous allons maintenant nous pencher sur les résultats que le procédé expérimental donne sur des roches sèches puis saturées, et ceci par différents fluides. Le but est de mettre en évidence dans un premier temps la présence de fluide, puis dans un second temps d'observer la substitution de fluide saturant les pores par un autre, via la méthode d'interférométrie ultrasonore établie précédemment.

6 Suivi de substitutions de fluides dans des roches poreuses par interférométrie ultrasonore

Dans cette partie, les échantillons étudiés seront uniquement des roches poreuses. Trois échantillons cylindriques de roche ont été choisis : du grès des Vosges, du calcaire d'Euville et du calcaire de Vilhonneur. Cela permet d'avoir une gamme de porosités et perméabilités étendue.



Figure 48: Les échantillons de roche cylindriques sur lesquels sont faites les mesures. De gauche à droite : grès des Vosges (diamètre $D=4\text{cm}$, longueur $L=6\text{cm}$), calcaire de Vilhonneur (diamètre $D=4\text{cm}$, longueur $L=8\text{cm}$), et calcaire d'Euville (diamètre $D=4\text{cm}$ et longueur $L=8\text{cm}$).

Dans une première sous-partie, on présentera les résultats obtenus pour une roche sèche, afin de vérifier que le procédé marche dans le cas des roches poreuses, ce qui constitue un milieu moins homogène et plus atténuant que l'aluminium ou le plexiglas utilisés précédemment.

Puis on comparera les résultats obtenus sur les roches sèches et ces mêmes roches saturées en eau afin de mettre en évidence la présence de fluide par la méthode d'interférométrie ultrasonore.

Enfin on comparera les résultats obtenus sur les roches saturées en eau et sur ces mêmes roches saturées en éthylène glycol, afin de mettre en évidence la substitution de fluide par interférométrie ultrasonore.

6.1 Résultats dans les roches sèches

Tout d'abord, présentons plus en détail les échantillons utilisés. Ils sont de forme cylindrique, et leurs constantes élastiques ont été mesurées au préalable par transmission de pulse ultrasonore, puisqu'un modèle a priori est nécessaire pour l'étape d'inversion des mesures d'interférométrie ultrasonore.

Roche	L (mm)	D (mm)	M (g)	ρ (g.cm⁻³)	V_s pulse (m.s⁻¹)	V_p pulse (m.s⁻¹)	C₁₁pulse (GPa)	C₄₄pulse (GPa)
Grès Vosges	59.99	39.54	151.51	2.119	2540	3830	22.9	8.82
Euville	80.09	39.44	213.86	2.185	2280	3770	30.95	11.33
Vilhonneur	80.08	39.88	238.63	2.386	2440	4285	43.75	14.18

Tableau 2 : caractéristiques des trois roches étudiées (dimensions, masse volumique, vitesses des ondes S et P et constantes élastiques)

Nous appliquons la procédure expérimentale à ces échantillons de roche et obtenons les spectres de corrélations croisées (stack de 40 corrélations) des figures 49, 50 et 51 où les fréquences obtenues après inversion par le code RUS-inverse de B. Zadler sont représentées par un triangle rouge et où la ligne bleue représente le spectre expérimental. La figure 49 concerne le cylindre de calcaire de Vilhonneur, la figure 50 celui de calcaire d'Euville et la figure 51 celui de grès des Vosges.

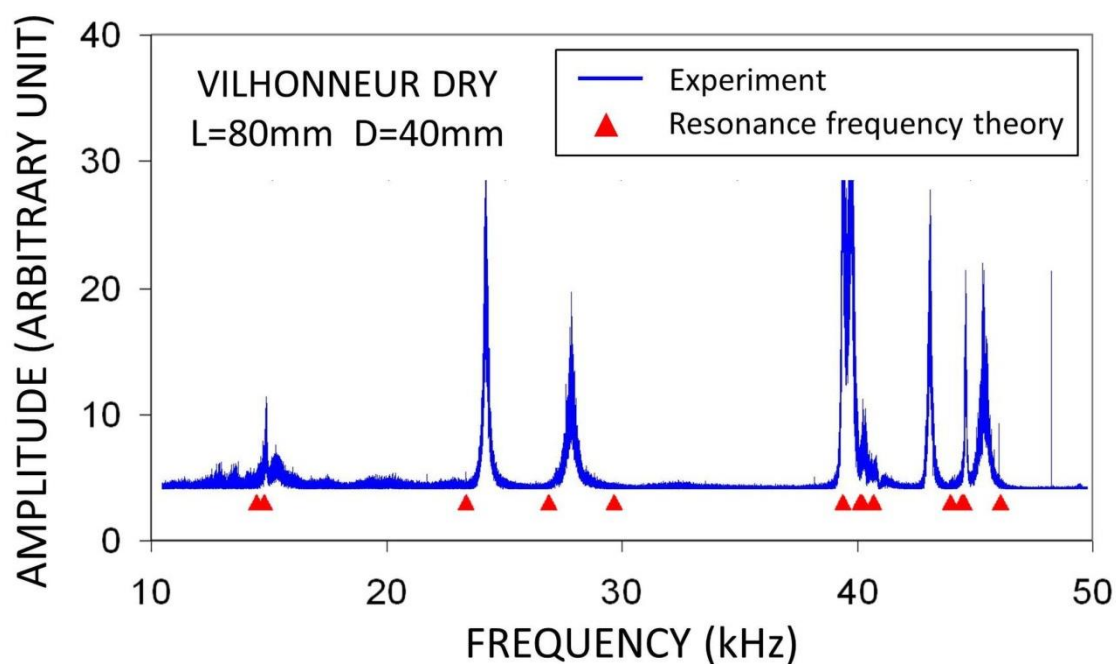


Figure 49 : Courbe expérimentale de résonance (ligne bleue) d'un cylindre de calcaire de Vilhonneur sec (diamètre $D=4\text{cm}$ et longueur $L=8\text{cm}$) comparée aux fréquences théoriques de résonance (triangles rouges) correspondant au modèle inversé.

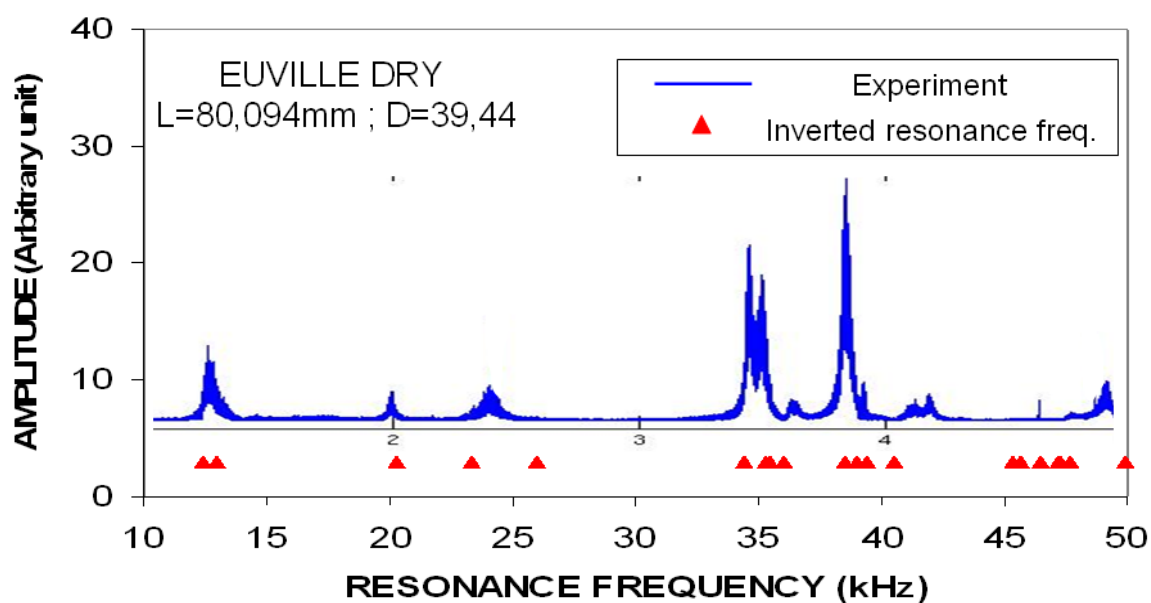


Figure 50 : Courbe de résonance expérimentale (ligne bleue) d'un cylindre de calcaire d'Euville sec (diamètre $D=4\text{cm}$ et longueur $L=8\text{cm}$) comparée aux fréquences de résonance théoriques (triangles rouges) correspondant au modèle inversé.

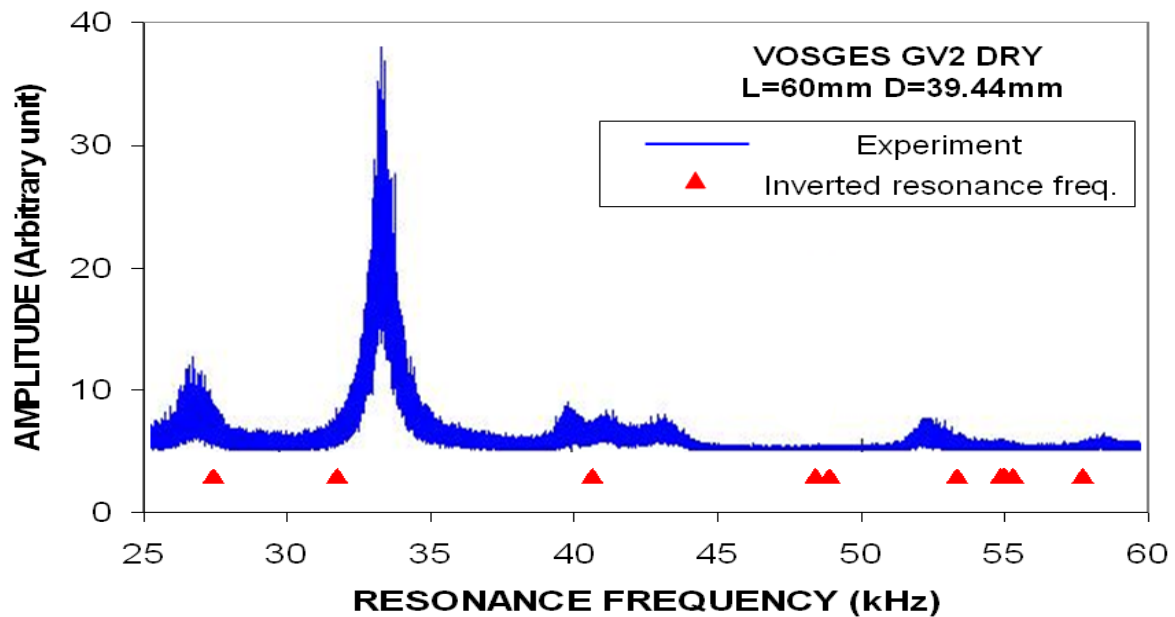


Figure 51 : Même chose qu'en figure 50 mais concernant un cylindre de grès des Vosges sec (diamètre $D=4$ cm et longueur $L=6$ cm).

Dans le cas du calcaire de Vilhonneur, l'accord entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus par inversion n'est pas aussi bon que dans le cas de l'aluminium, mais reste acceptable. De plus les vitesses élastiques obtenues par inversion des résultats d'interférométrie ultrasonore (UI), c'est-à-dire $V_p \simeq 4310 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2380 \text{ m.s}^{-1}$ ne diffèrent pas grandement des vitesses mesurées indépendamment par transmission de pulse ultrasonore (PT) soit $V_p \simeq 4290 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2440 \text{ m.s}^{-1}$. En effet l'erreur relative commise sur la mesure de V_p en utilisant la méthode UI est de 0.5%, et elle est de 2.5% en ce qui concerne V_s . La densité des échantillons est mesurée par pesée. Celle du calcaire de Vilhonneur est de 2390 kg.m^{-3} .

Concernant le cas du calcaire d'Euville, le nombre de fréquences de résonance mesuré est notablement inférieur au nombre de fréquences de résonance prédites par le modèle inversé (environ de moitié inférieur). Ceci explique partiellement pourquoi les vitesses élastiques inversées à partir de l'interférométrie ultrasonore (UI) diffèrent de celles mesurées par pulse ultrasonore (PT) : en effet dans le cas de la mesure par UI, $V_p \simeq 3670 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2080 \text{ m.s}^{-1}$, contre $V_p \simeq 3770 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2280 \text{ m.s}^{-1}$ lorsque l'on mesure par PT. Cela donne un écart relatif de 2.7 % dans le cas de V_p et de 8.8 % dans le cas de V_s .

Une autre explication du faible nombre de fréquences de résonance visibles sur le spectre est l'hétérogénéité de la roche, par rapport à ses propriétés élastiques (*Cadoret, (1993)*), ce qui est en désaccord avec l'hypothèse d'homogénéité du matériau qui est faite dans la théorie sur laquelle repose le code d'inversion.

Enfin, dans le grès des Vosges (figure 51), les résultats d'inversion sont meilleurs que dans le calcaire d'Euville. La vitesse des ondes S obtenue par inversion des mesures par UI ($V_s \simeq 2540 \text{ m.s}^{-1}$) diffère légèrement de celle mesurée par PT ; ($V_s \simeq 2540 \text{ m.s}^{-1}$), ce qui donne un écart relatif de 0.1 %. Le résultat est moins bon pour les ondes P avec un écart relatif de 4% (en effet la vitesse obtenue par UI est $V_p \simeq 3990 \text{ m.s}^{-1}$ et celle obtenue par PT est $V_p \simeq 3830 \text{ m.s}^{-1}$).

Cependant une autre difficulté fait surface, qui est l'élargissement des pics de résonance dû à l'atténuation des ondes dans les échantillons de roches. Cela complique parfois le pointé des pics de résonance. Cette situation se complique dans le cas des roches saturées de fluides, car le phénomène se produit alors sur chacun des pics de résonance. C'est ce qui est détaillé dans la prochaine partie.

6.2 Résultats dans les roches saturées

Dans cette partie on s'intéresse aux mêmes échantillons de roche que précédemment mais saturés de fluide.

Deux fluides saturants ont été utilisés séparément : l'eau, de densité 1000 kg.m^{-3} , de module d'incompressibilité 2.25 GPa, de viscosité dynamique 1 cp, et l'éthylène glycol de densité 1112 kg.m^{-3} , de module d'incompressibilité 3.23 GPa et de viscosité dynamique 19 cp.

Afin de saturer ces roches de fluides, on les a immergées dans le fluide saturant (par exemple l'eau) et on a placé le tout dans une enceinte à vide. Une fois le vide réalisé dans l'enceinte, le fluide va progressivement entrer dans les pores et saturer la roche. Cette technique est la technique dite d'imbibition, couramment utilisée en physique des roches.

6.2.1 Comparaison entre roche sèche et roche saturée

Nous allons ici comparer les résultats d'inversion pour une roche sèche et pour cette même roche saturée en fluide.

Les figures 52, 53 et 54 présentent chacune deux figures. Celle du haut est le spectre d'une somme de 40 corrélations croisées de signaux enregistrés sur l'échantillon sec de calcaire de Vilhonneur (respectivement calcaire d'Euville et grès des Vosges) comparé aux fréquences obtenues par le logiciel RUS-inverse (triangle rouges). Celle du bas est la même chose dans le cas où l'échantillon est saturé en eau.

Le cas de la roche sèche est expliqué dans la partie précédente 6.1. Concernant la roche saturée d'eau, nous avons utilisé les modules non drainés, calculés à partir des modules mesurés sur les roches sèches, ainsi que les constantes physiques du matériau et du fluide

et les équations de la théorie poroélastique (voir section 6.3), en tant que modèle de départ de l'inversion itérative.

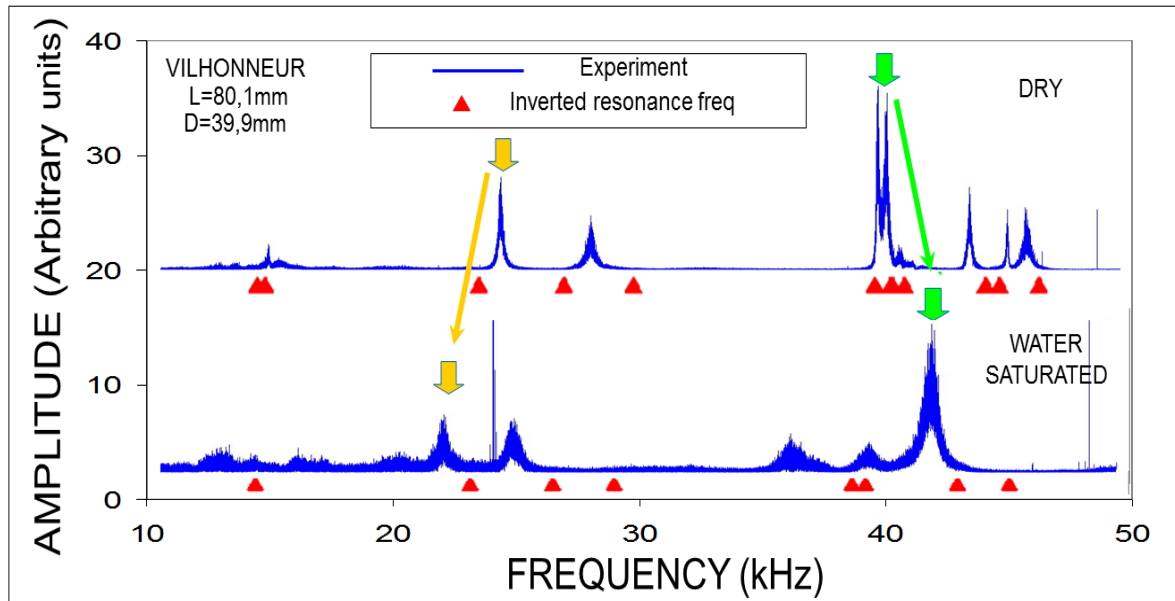


Figure 52: Courbes expérimentales de résonance (lignes bleues) d'un cylindre de calcaire de Vilhonneur sec (en haut) et saturé en eau (en bas) comparées aux fréquences de résonance théoriques (triangles verts) correspondant aux modèles inversés correspondants (sec et saturé respectivement). Diamètre $D=4\text{cm}$ et longueur $L=8\text{cm}$. Même convention de trace qu'en figure 49. Les flèches colorées indiquent les déplacements des pics lors de la saturation par l'eau.

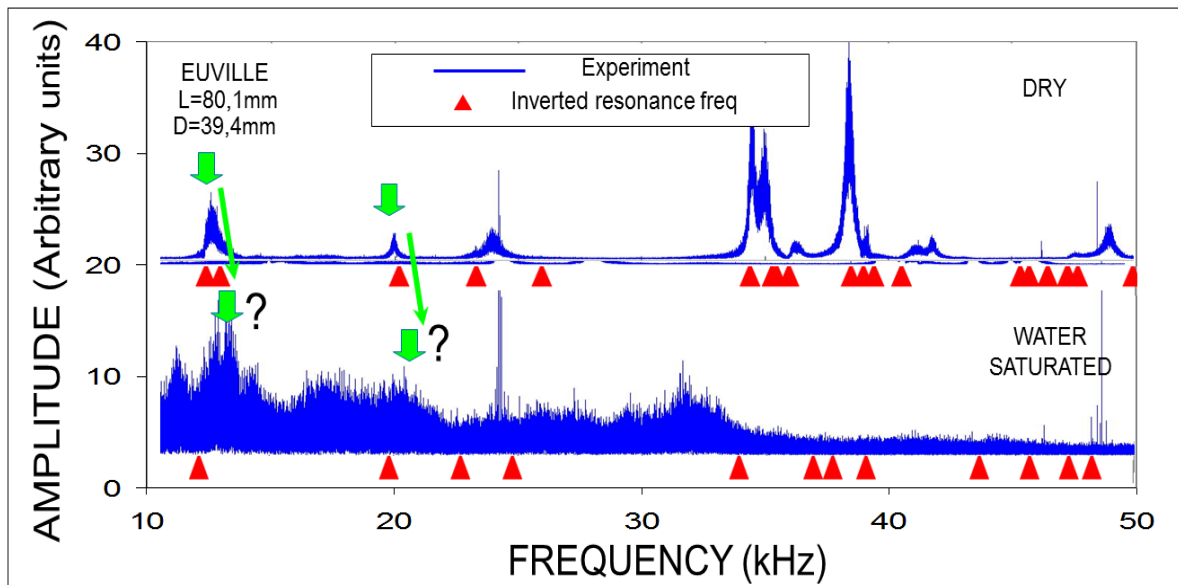


Figure 53: Même chose qu'en figure 52 mais pour un cylindre de calcaire d'Euville (diamètre $D=4\text{cm}$ et longueur $L=8\text{cm}$).

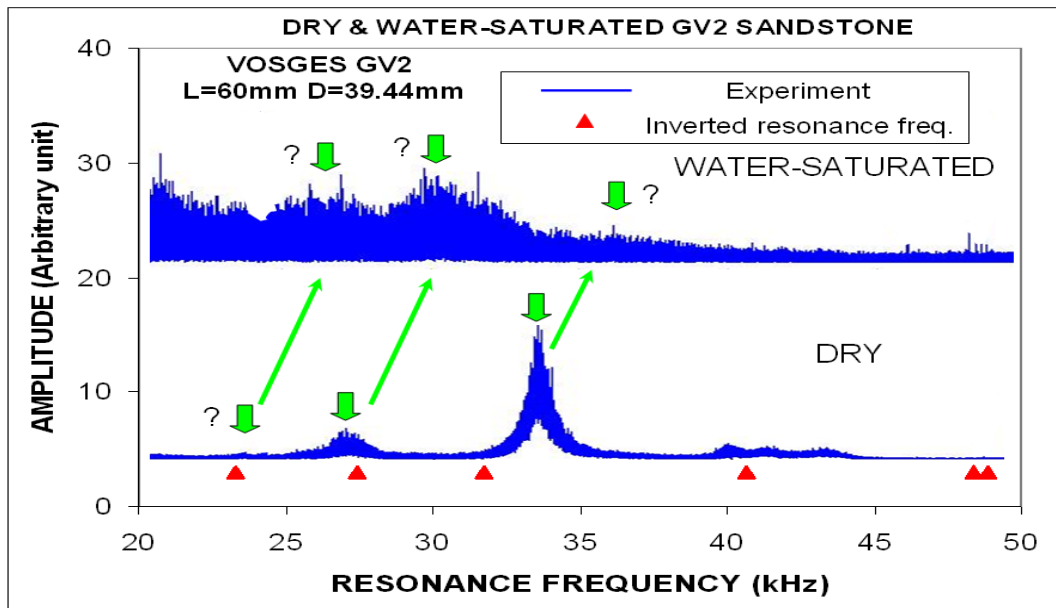


Figure 54: Même chose qu'en figure 52 mais pour un cylindre de grès des Vosges (diamètre $D = 4\text{cm}$ et longueur $L=6\text{cm}$).

Lorsque l'on analyse ces figures, le premier constat est l'élargissement des pics de résonance lorsque l'on sature d'eau l'échantillon. Cet effet est particulièrement fort dans le cas du grès des Vosges (figure 54). Cela traduit l'atténuation de l'échantillon due à la présence de fluide dans ses pores. Ce phénomène est bien connu en physique des roches (voir Bourbié et al. (1987), Mavko et al. (1998)). En effet le facteur de qualité $Q = \sqrt{\frac{f}{\Delta f}}$ (avec f fréquence centrale d'un pic et Δf sa largeur à mi-hauteur), qui est l'inverse de l'atténuation, décroît de 50 dans la roche sèche à moins de 9 dans le cas de la même roche saturée en eau, pour ce qui concerne le pic entre 30 et 35 kHz (cas du grès des Vosges). Dans le cas du calcaire d'Euville, concernant le pic de résonance autour de 12 kHz (figure 53), le facteur de qualité décroît de 24 à 8 lorsque l'on remplit les pores de la roche d'eau.

L'atténuation est si importante dans le grès des Vosges saturé en eau (voir figure 54) qu'il est difficile d'isoler suffisamment chaque fréquence de résonance pour réaliser l'inversion de façon certaine. Heureusement, ceci n'est pas le cas des deux échantillons de calcaire.

Le deuxième phénomène notable induit par la présence d'eau dans les pores de la roche est l'augmentation de la fréquence de résonance de certains pics (pas tous). En effet, en regardant les figures 52, 53 et 54, on peut constater que les pics pointés par les flèches vertes se sont déplacés vers les hautes fréquences en présence d'eau. Afin de pouvoir interpréter cette modification, il faut se rappeler qu'un cylindre présente trois modes de

résonances propres : mode d'extension, mode de torsion et mode de flexion. En coordonnées cylindriques z (le long de l'axe de révolution du cylindre), r (coordonnée radiale) et θ (coordonnée orthoradiale), le mode de torsion est caractérisé par des vibrations à symétrie de révolution autour de l'axe z , et un seul mode non-évanescent, qui correspond à la composante orthoradiale. Ce sont les seuls modes propres isochoriques du cylindre. Les vibrations associées aux modes d'extension sont également de symétrie de révolution autour de l'axe z , mais la seule composante évanescente est le long de la direction orthoradiale. Finalement, les modes de flexion sont les plus complexes. Les champs de vibration correspondants ont en effet trois composantes non évanescentes et ne présentent pas de symétrie de rotation par rapport à l'axe de révolution du cylindre. Par conséquent, les modes mis en évidence par les flèches vertes sur les figures 52, 53 et 54 correspondent aux modes de flexion ou d'extension, puisque les modules élastiques qui leurs sont associés sont sensibles à la compressibilité du fluide qui emplit les pores. Au contraire, les flèches jaunes pointent des modes de torsion car de tels modes sont principalement associés au mode de cisaillement, qui lui n'est pas très affecté par la présence de tel ou tel fluide dans les pores.

6.2.2 Résultats de l'inversion pour les roches saturées

Concernant le calcaire de Vilhonneur saturé en eau, les vitesses élastiques obtenues par inversion des mesures d'interférométrie ultrasonore (UI) ($V_p \simeq 4500 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2370 \text{ m.s}^{-1}$) ne diffèrent pas grandement des vitesses mesurées indépendamment par transmission de pulse ultrasonore (PT) ($V_p \simeq 4510 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2350 \text{ m.s}^{-1}$), ce qui correspond à une déviation de 0.2% concernant V_p et de 1% concernant V_s .

Concernant le calcaire d'Euville saturé en eau, les résultats sont un peu moins fiables mais restent acceptables, avec $V_p \simeq 3880 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2110 \text{ m.s}^{-1}$ obtenues par inversion des mesures d'UI et $V_p \simeq 3980 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2150 \text{ m.s}^{-1}$ obtenues par PT. Cela correspond à des écarts relatifs de 2.5% sur V_p et 1.9% sur V_s . Ces écarts peuvent être expliqués par la dispersion générée par la présence de fluide dans les pores (voir section 6.3).

6.2.3 Comparaison entre roches saturées d'eau et roches saturées d'éthylène glycol

Les figures suivantes (55, 56 et 57) présentent le spectre de 40 corrélations stackées entre elles d'enregistrements dans le calcaire de Vilhonneur (respectivement dans le calcaire d'Euville et le grès des Vosges) saturé en eau (figure du haut) et en éthylène glycol (figure du bas).

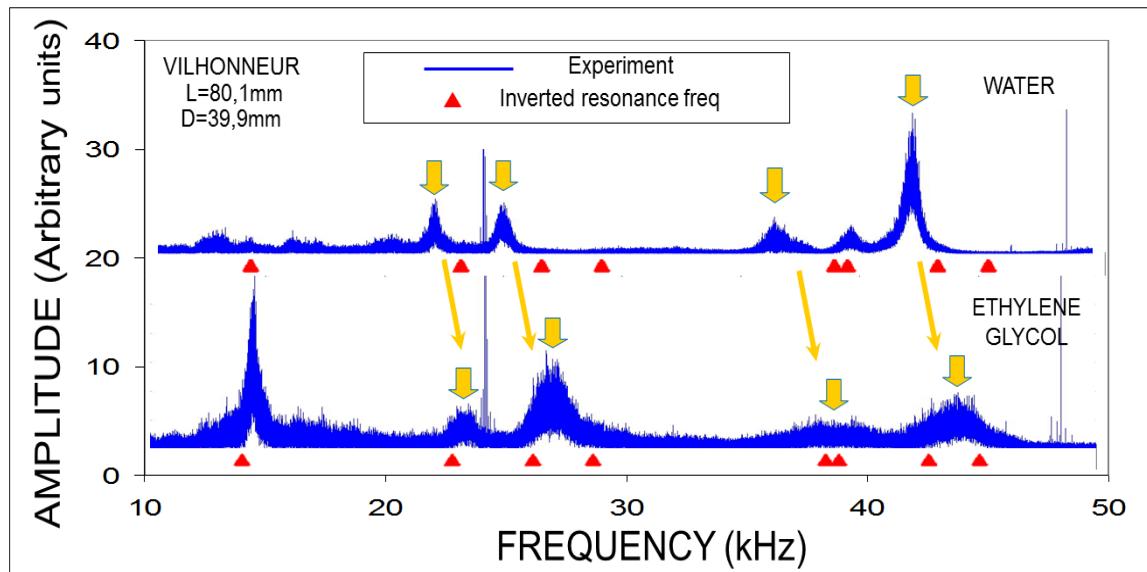


Figure 55 : Courbes expérimentales de résonance (lignes bleues) d'un cylindre de calcaire de Vilhonneur saturé en eau (en haut) et saturé en éthylène glycol (en bas) comparées aux fréquences de résonance théoriques (triangles verts) correspondant aux modèles inversés correspondants. Diamètre $D=4\text{cm}$ et longueur $L = 8\text{cm}$. Même convention de tracé qu'en figure 49. Les flèches colorées indiquent les déplacements des pics lors de la substitution fluide.

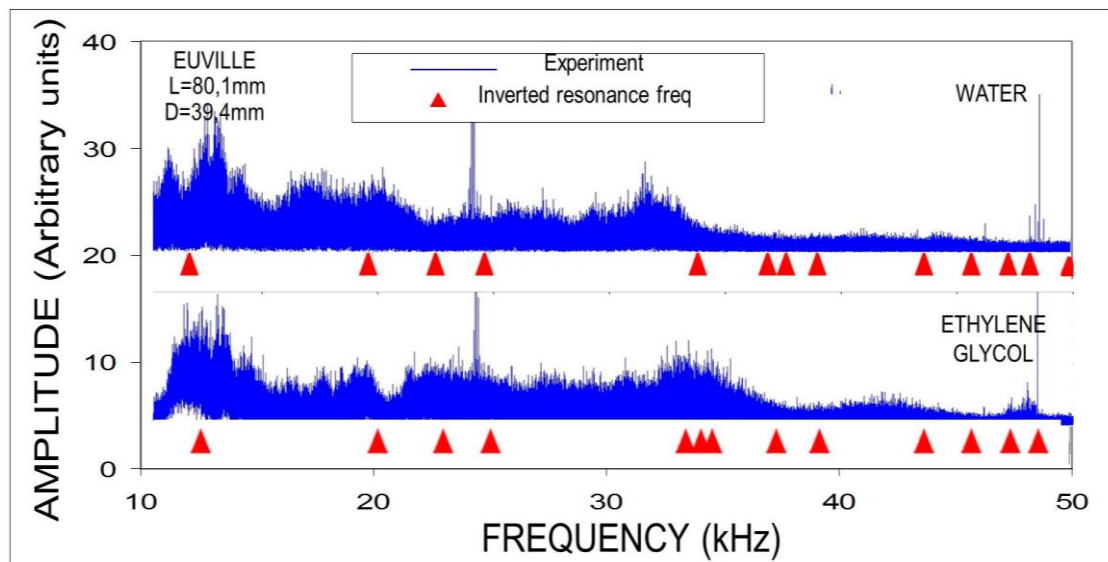


Figure 56 : Même chose que précédemment mais concernant le cylindre de calcaire de Vilhonneur. Il n'a pas été possible d'identifier les déplacements des pics.

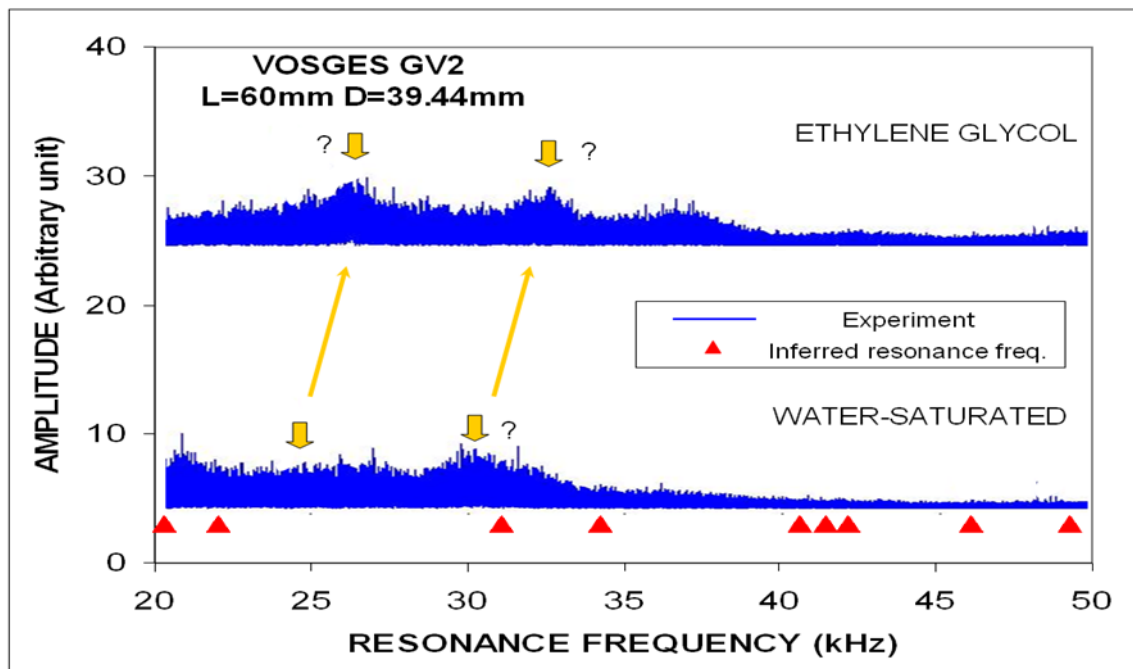


Figure 57 : Même chose que la figure 55 mais concernant le cylindre de grès des Vosges.

Le premier constat en observant ces figures est l'augmentation de l'atténuation des ondes lorsque l'eau est remplacée par de l'éthylène glycol dans les pores de la roche. Cela s'exprime dans le spectre par un élargissement des pics de résonance.

Par exemple, dans le calcaire de Vilhonneur (voir figure 55), le facteur de qualité Q décroît de 68 dans la roche saturée en eau à 26 lorsqu'elle est saturée en éthylène glycol pour ce qui concerne le pic de fréquence f_{\max} compris entre 41 et 45 kHz. Ceci est dû au fait que l'éthylène glycol est deux fois plus visqueux que l'eau (voir section 6.3).

D'autre part l'atténuation y est suffisamment petite pour permettre l'analyse complète de l'effet de la substitution fluide sur les courbes de résonance.

Un autre constat concernant l'effet de la substitution d'eau par de l'éthylène glycol est le décalage vers les hautes fréquences de tous ses pics de résonance. En fait ceci est dû à l'augmentation de la rigidité globale de la roche saturée lorsque l'on remplace l'eau par l'éthylène glycol, car un décalage d'un pic de résonance vers des fréquences plus élevées correspond à une augmentation du module d'onde du mode de résonance correspondant. Concernant le calcaire de Vilhonneur, les vitesses élastiques inversées à partir des mesures d'interférométrie ultrasonore (UI) sont $V_p \simeq 4500 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2370 \text{ m.s}^{-1}$ dans le cas saturé en eau et $V_p \simeq 4510 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2310 \text{ m.s}^{-1}$ lorsque la roche est saturée en éthylène glycol. Cela correspond à une augmentation relative de V_p de 0.2 % et une diminution relative de V_s de 2.8 %. Ces valeurs de vitesse sont cohérentes avec les vitesses mesurées indépendamment par transmission de pulse ultrasonore (PT) sur le même échantillon. Ces dernières mesures donnent $V_p \simeq 4510 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2350 \text{ m.s}^{-1}$ lorsque l'échantillon est saturé d'eau et $V_p \simeq 4640 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2340 \text{ m.s}^{-1}$ lorsqu'il est saturé en éthylène glycol. Cela correspond à une augmentation relative de 2.8% concernant V_p

mesurée par PT et une diminution de 0.5 % de V_s mesurée par PT, lors de la substitution de l'eau par l'éthylène glycol.

Concernant le calcaire d'Euville, même si l'identification des pics est rendue très difficile par la présence de l'éthylène glycol, il a été possible de mener l'inversion de façon relativement satisfaisante, puisqu' on obtient $V_p \simeq 3900 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_s \simeq 2040 \text{ m.s}^{-1}$ après inversion, contre 4070 m.s^{-1} pour V_p et 2110 m.s^{-1} pour V_s par pulse transmis. Cela correspond à un écart relatif entre les deux mesures de 3% sur V_s et 4% sur V_p .

Le résultat dans les grès des Vosges est plus décevant car l'atténuation induite par l'éthylène glycol est si importante qu'il est difficile d'individualiser et d'identifier clairement chaque pic de résonance afin de réaliser ensuite l'inversion sereinement.

Ces derniers résultats permettent de pointer une limite majeure de la méthode proposée, qui est la difficulté à mesurer les propriétés élastiques d'un matériau hétérogène et atténuant. Tant que les pics de résonance ne peuvent être clairement individualisés, la méthode échoue, ce qui est également le cas généralement en spectroscopie par résonance ultrasonore (voir *Migliori and Sarrao (1997); Zadler et al. (2004)*).

Le tableau suivant résume les résultats d'inversion des vitesses élastiques à partir des mesures de pics de résonance dans les trois échantillons de roche étudiés, saturés par les trois différents fluides (air, eau, éthylène glycol).

		Saturation condition					
Rock	Experiment	Dry		Water saturated		Ethylene glycol saturated	
		V_p	V_s	V_p	V_s	V_p	V_s
Vilhonheur limestone	Pulse transmission	4290	2440	4510	2350	4640	2340
	Ultrasonic interferometry	4310	2380	4500	2370	4510	2310
Euville limestone	Pulse transmission	3770	2280	3980	2150	4070	2110
	Ultrasonic interferometry	3670	2080	3880	2110	3900	2040
Vosges sandstone	Pulse transmission	3830	2540	3920	2440	3980	2430
	Ultrasonic interferometry	3990	2540	?	?	?	?

Tableau 3 : Vitesses des ondes P et S (en m.s-1) dans les trois échantillons de roche étudiés. Comparaison entre les mesures de pulse transmis et d'interférométrie ultrasonore. Les points d'interrogation (?) révèlent une atténuation excessive rendant l'identification nette et précise des pics de résonance impossible

6.3 Interprétation physique et comparaison avec les prédictions de la théorie poroélastique

6.3.1 Théorie poroélastique statique conventionnelle

Biot (1941) a introduit la théorie de la poroélasticité linéaire isotrope en dérivant pour la première fois les équations les plus générales liant les paramètres dynamiques, à savoir le tenseur des contraintes σ_{ij} la pression de pore p , et les paramètres cinématiques, c'est-à-dire le tenseur de déformation ε_{ij} et l'incrément de teneur en fluide ζ (voir aussi Bourbié et al. (1987)):

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{ij} = \left(K^{(drained)} - \frac{2}{3}\mu \right) Tr\varepsilon \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} - \alpha p \delta_{ij} \quad (1) \\ p = M(\zeta - \alpha Tr\varepsilon) \quad (2) \end{array} \right.$$

où σ_{ij} et ε_{ij} désignent les composantes de la valeur moyenne des incréments du tenseur des contraintes et du tenseur des déformations sur un volume élémentaire représentatif (VER) Ω du milieu poreux. $Tr\varepsilon$ désigne la trace du tenseur ε_{ij} , et δ_{ij} les composantes du tenseur unitaire de rang 2, ou tenseur de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i=j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$). Le paramètre p désigne la moyenne de l'incrément de pression de pore sur le volume poreux $\Omega^{(fl)}$ du VER. Si \mathbf{u} et \mathbf{U} sont respectivement les moyennes du déplacement macroscopique d'ensemble et du déplacement de la phase fluide sur le volume élémentaire représentatif (VER) Ω du milieu poreux. L'incrément de teneur en fluide ζ moyenné sur Ω est défini par (Bourbié et al., 1987):

$$(3) \quad \zeta = -\phi \operatorname{div}(\mathbf{U} - \mathbf{u}),$$

où ϕ désigne la porosité, et div la divergence du vecteur considéré.

L'interprétation des différentes constantes physiques est la suivante :

-Considérons d'abord une expérience "drainée" (en anglais "drained"), pour laquelle la moyenne de la pression de pore est constante (i.e., $p = 0$) sur le volume poreux $\Omega^{(fl)}$ dans l'équation (1). Ainsi $K^{(drained)}$ et μ peuvent être interprétés comme le module d'incompressibilité et le module de cisaillement de la roche en condition "drainée".

Le coefficient α dans l'équation 1 est lié au concept de contrainte effective pour la déformation volumique dans le domaine de la mécanique des roches et de la mécanique des sols (Bourbié et al. (1987); Coussy (1995)). Dans ces contextes si l'on corrige dans l'équation 1 la contrainte σ_{ij} de la quantité αp , on obtient une contrainte alternative

σ'_{ij} égale à:

$$(4) \quad \sigma'_{ij} = \sigma_{ij} + \alpha p ,$$

satisfaisant la loi de Hooke habituelle. Cette contrainte alternative est appelée "contrainte effective de Biot" (par exemple *Carroll (1979)*; *Bourbié et al. (1987)*; *Thompson and Willis, (1991)*). Et le coefficient sans dimension α est appelé coefficient de Biot de contrainte effective (*Bourbié et al., (1987)*). Les modules élastiques $K^{(drained)}$ et μ , et le coefficient sans dimension α dépendent uniquement du milieu poreux.

Dans l'équation 2, le scalaire M , qui a la dimension d'une pression, est le seul coefficient macroscopique qui dépend à la fois du milieu poreux et du fluide saturant. Dans le cas de déformation nulle du squelette du milieu poreux (i.e., $Tr \varepsilon = 0$), l'équation 2 devient :

$$(5) \quad p = M\zeta .$$

Ainsi, le coefficient M peut être interprété comme la pression à exercer sur le fluide saturant pour augmenter d'une unité la teneur en fluide ζ dans le cas de déformation nulle du squelette du milieu poreux.

-Considérons à présent une expérience "non-drainée" (en anglais "undrained"), pour laquelle la teneur en fluide dans le VER Ω du milieu poreux est maintenue constante (par exemple, *Bourbié et al. (1987)*; *Wang (2000)*). Cela correspond à la condition $\zeta = 0$ dans l'équation 2. Ceci conduit à une expression de l'incrément de pression de pore p qui, substituée dans l'équation 1, donne une nouvelle relation linéaire entre la contrainte et la déformation :

$$(6) \quad \sigma_{ij} = \left(K^{(drained)} + \alpha^2 M - \frac{2}{3} \mu \right) Tr \varepsilon \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}$$

où:

$$(7) \quad K^{(undrained)} = K^{(drained)} + \alpha^2 M$$

et μ peuvent être interprétés respectivement comme le module d'incompressibilité et le module de cisaillement de la roche en condition "non-drainée" (saturée).

Notons l'égalité entre le module de cisaillement en condition " drainée" et le module de cisaillement en condition "non-drainée", ce qui implique l'indépendance du module de cisaillement vis-à-vis des propriétés du fluide saturant. Ceci était prévisible puisque le fluide, supposé non visqueux, ne peut reprendre les cisaillements. C'est un des résultats (il s'agit bien d'une conséquence de la théorie et non d'une simple hypothèse) les plus importants de la théorie poroélastique.

L'autre résultat important est la relation macroscopique entre le module d'incompressibilité non-drainée $K^{(undrained)}$ et le module d'incompressibilité drainée $K^{(drained)}$ résumée par l'équation 7. Des développements plus détaillés sur la théorie poroélastique peuvent être trouvés dans divers ouvrages spécialisés (*Bourbié et al. (1987)*, *Mavko et al. (1998)*).

De plus, par un développement utilisant l'élasticité élémentaire, *Gassmann (1951)* déduit les relations explicites entre les paramètres macroscopiques de la théorie de Biot et les paramètres microscopiques du milieu poreux, c'est-à-dire la porosité et les constituants solide et fluide) :

$$(8) \quad \alpha = 1 - K^{(drained)} / K^{(grain)}$$

et

$$(9) \quad \frac{1}{M} = \frac{\phi}{K^{(fluid)}} + \frac{(\alpha - \phi)}{K^{(grain)}} .$$

où $K^{(grain)}$ and $K^{(fluid)}$ désignent les modules d'incompressibilité du solide constituant le squelette du milieu poreux et du fluide saturant.

6.3.2 Lien entre les modules poroélastiques et les modules d'ondes des roches sèches et saturées

Jusqu'ici nous avons décrit la théorie exacte. A présent, nous allons faire un certain nombre d'hypothèses qui sont en général vérifiées expérimentalement et illustrées par de nombreuses données expérimentales sur roches non fissurées (par exemple *Rasolofosaon et Zinszner (2004) ; (2007) et (2009)*) et par les deux prochaines figures. Tout d'abord, nous supposons, comme il est communément admis, que les modules d'ondes mesurés sur les roches saturées ne sont pas très différents des modules d'ondes P et S non-drainés (par exemple *Bourbié et al. (1987); Mavko et al. (1998)*), et liés aux modules d'incompressibilité et de cisaillement non-drainés par les relations :

$$(10) \quad \rho(V_P)^2 = K^{(undrained)} + \frac{4}{3} \mu \quad \text{et} \quad \rho(V_S)^2 = \mu$$

où V_P et V_S sont les vitesses d'onde P et S, et ρ la masse volumique du la roche totalement saturée de fluide. La masse volumique ρ de l'échantillon, la porosité ϕ , et le module d'incompressibilité $K^{(fluid)}$ du fluide saturant sont mesurés indépendamment en utilisant des techniques conventionnelles (*Bourbié et al. (1987)*).

Par ailleurs, connaissant le type de roche et ses principaux constituants minéraux il est possible de donner des valeurs raisonnables du module d'élasticité $K^{(grain)}$ et de la masse volumique $\rho^{(grain)}$ du grain constituant la roche. Typiquement, nous prenons les valeurs

$K^{(grain)} = 37 \text{ GPa}$ et $\rho^{(grain)} = 2650 \text{ kg} / \text{m}^3$ pour les grès (correspondant au quartz), et $K^{(grain)} = 70 \text{ GPa}$ et $\rho^{(grain)} = 2710 \text{ kg} / \text{m}^3$ pour les calcaires (correspondant à la calcite).

Enfin, les modules d'incompressibilité et de cisaillement drainés sont identifiés aux modules d'incompressibilité et de cisaillement de la roche sèche.

Les figures 58 et 59 montrent les modules d'élasticité non-drainés, respectivement d'incompressibilité et de cisaillement, mesurés (en ordonnée) sur les trois roches

étudiées en fonction des modules correspondants prédits par la théorie poroélastique (en abscisse). Les points correspondant au grès des Vosges (VGS), au calcaire d'Euville (EUL) et au calcaire de Vilhonneur (VIL) correspondent aux symboles de couleur rouge, jaune et verte respectivement. Les points correspondant aux roches saturées d'eau sont représentés par les symboles cercles et triangles, correspondant respectivement aux mesures effectuées par impulsion ultrasonore (PT) ou par interférométrie ultrasonore (UI). Notons que nous avons réalisé les deux types d'expérience sur toutes les roches saturées d'eau (WS) ou d'éthylène glycol (EGS), pour la comparaison. Les symboles carrés et les symboles diamants correspondent aux échantillons saturés d'éthylène glycol testés par PT et par UI respectivement. Enfin les symboles blancs représentent des mesures réalisées par *Rasolofosaon et Zinsner (2004) ; (2007) et (2009)*, et sont présentées à titre de comparaison.

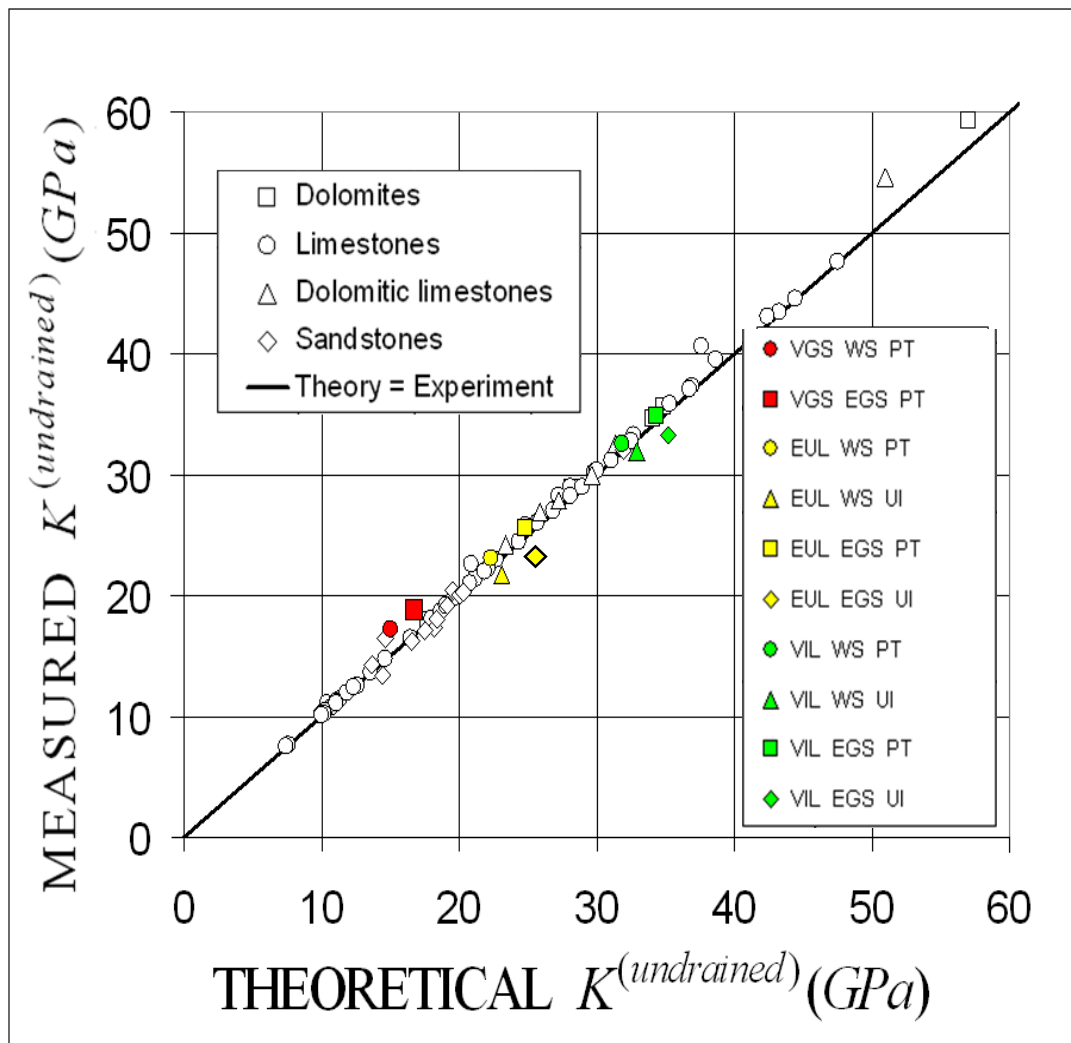


Figure 58 : Mesure du module d'incompressibilité non drainé en fonction du module d'incompressibilité prédit par la théorie en utilisant les équations poroélastiques sur les échantillons saturés en eau de Rasolofosaon et Zinsner (2009) (symboles blancs) et sur les échantillons de roche étudiés dans ce chapitre, saturés en eau ou en éthylène glycol (symboles colorés). VGS = Vosges sandstone (grès des Vosges), EUL = Euville limestone (calcaire d'Euville), VIL = calcaire de Vilhonneur, WS = water saturated (saturé en eau), EGS = ethylene glycol saturated (saturé en éthylène glycol), UI = interférométrie ultrasonore, PT = pulse transmis

Soulignons tout d'abord que l'agrément entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques de la présente étude, notamment pour les données obtenues par interférométrie ultrasonore (UI), est peu moins bon que celui observé dans la base de données de *Rasolofosaon et Zinsner (2004 ; 2007 et 2009)*. Toutefois si l'on considère uniquement les données obtenues par transmission d'impulsions ultrasonores (PT) dans les calcaires l'accord expérience-théorie est assez bon. Comme nous le signalions précédemment ceci a été également noté par les précédents auteurs sur toutes les roches non fissurées et/ou sur des échantillons de roche sous haute pression de confinement. En revanche sur les échantillons fissurés à pression atmosphérique, comme sur le grès des Vosges (symboles en rouge) les modules d'incompressibilité non-drainés prédits par la théorie sont systématiquement inférieurs aux modules correspondant mesurés.

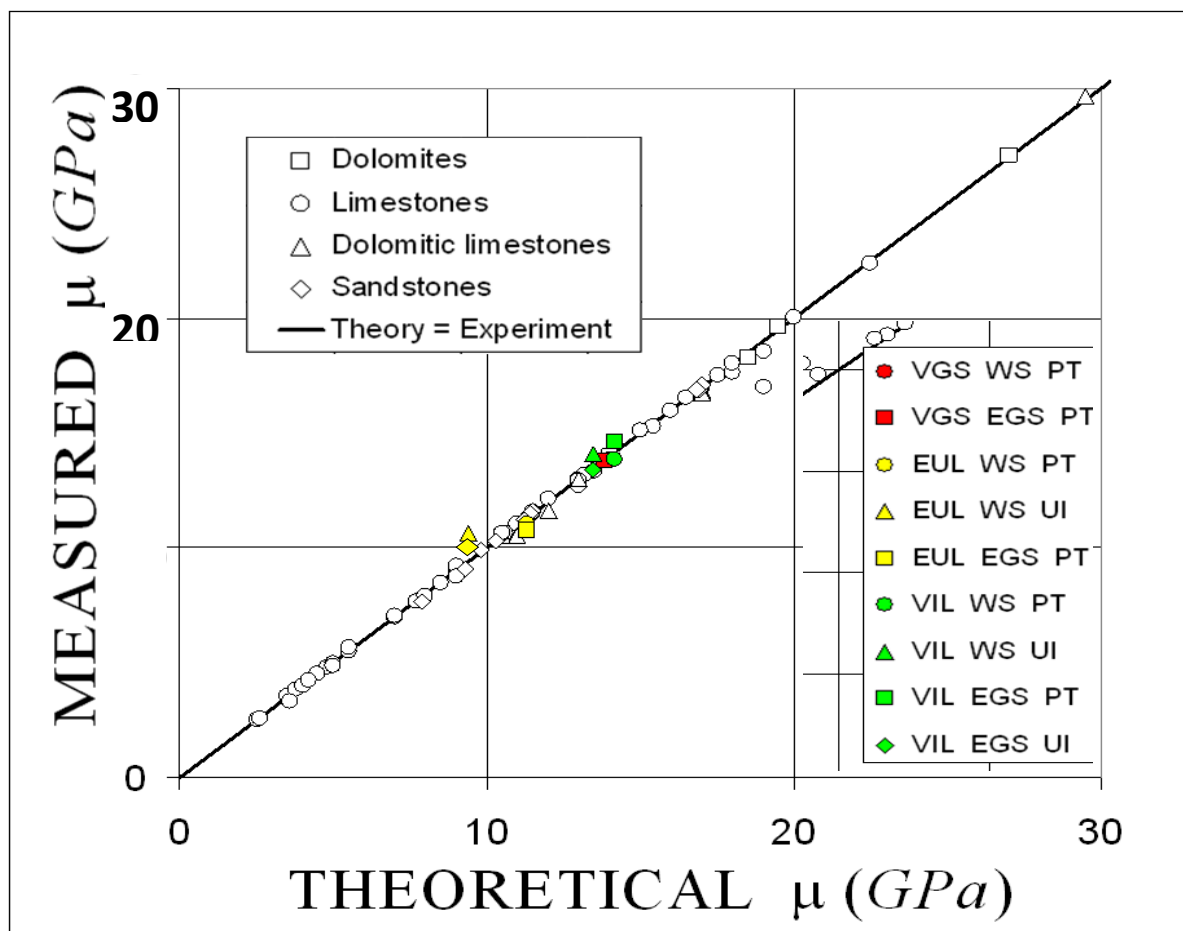


Figure 59 : Mesure du module de cisaillement non drainé en fonction du module d'incompressibilité prédit par la théorie en utilisant les équations poroélastiques sur les échantilles saturés en eau de *Rasolofosaon et Zinsner (2009)* (symboles blancs) et sur les échantillons de roche étudiés dans ce chapitre, saturés en eau ou en éthylène glycol (symboles colorés). VGS = Vosges sandstone (grès des Vosges), EUL = Euville limestone (calcaire d'Euville), VIL = calcaire de Vilhonneur, WS = water saturated (saturé en eau), EGS = ethylene glycol saturated (saturé en éthylène glycol), UI = interférométrie ultrasonore, PT = pulse transmis.

6.3.3 Effets perturbateurs dus à la présence de défauts mécaniques et à la viscosité du fluide saturant

La théorie poroélastique ne peut pas être utilisée telle quelle, mais doit être modifiée en prenant en compte l'influence des défauts mécaniques (i.e. fissures, micro-fractures, joints de grain...) comme l'ont suggéré divers auteurs (par exemple *Mavko et Jizba (1991)* et *Arts et Rasolofosaon (1992)*). En fait, à hautes fréquences (fréquences ultrasonores par exemple), la pression dans le fluide saturant, toujours plus ou moins visqueux en réalité, n'a pas le temps de s'équilibrer entre les pores arrondis (peu déformables) et les pores aplatis (très déformables), ce qui est contraire à l'hypothèse de la théorie conventionnelle poroélastique. Par conséquent les pores aplatis et déformables sont pratiquement isolés des pores arrondis peu déformables. Le fluide saturant est comme "collé" aux parois des pores aplatis, qui en réponse ont tendance à rigidifier ces pores aplatis et, par conséquent, à augmenter le module d'incompressibilité d'ensemble de la roche saturée.

En relation avec les phénomènes que nous venons de décrire, notons que pour un fluide saturant donné et pour une roche donnée, les modules d'incompressibilité mesurés par transmission d'impulsion ultrasonore (PT) sont systématiquement plus grands que les modules correspondant mesurés par interférométrie ultrasonore (UI). La différence est d'ailleurs plus marquée avec l'éthylène glycol qu'avec l'eau comme fluide saturant. Ceci peut être expliqué par la dispersion de vitesse liée à la viscosité du fluide saturant (viscosité dynamique $\eta = 10^{-3} Pa.s$ pour l'eau et $\eta = 19 \times 10^{-3} Pa.s$ pour l'éthylène glycol (*Rasolofosaon et Zinszner (2007)*). Plus précisément, Les expériences PT sont effectuées à des fréquences voisines de 1 MHz, alors que les expériences UI correspondant à cette étude correspondent à des fréquences autour de quelques dizaines de kHz. Ceci représente un saut en fréquence de deux décades environ, sur lequel la dispersion d'onde liée à la viscosité est plus importante avec les fluides plus visqueux, ici l'éthylène glycol (comparer les symboles carrés et les symboles diamants de même couleur), qu'avec les fluides moins visqueux, ici l'eau (comparer les symboles ronds et triangles de même couleur).

Aux hautes fréquences (c'est-à-dire pour les expériences PT) la roche est plus rigide qu'à basse fréquence (c'est-à-dire pour les expériences UI). C'est la raison pour laquelle le module d'incompressibilité de la roche, saturée d'eau ou d'éthylène glycol, mesuré par PT est systématiquement plus grand que le module correspondant mesuré par UI.

De plus notons que l'on n'observe pas un tel phénomène sur le module de cisaillement (voir Figure 59). En fait ceci peut être expliqué par le fait que la dispersion/atténuation d'onde n'est pas due à une relaxation visqueuse du fluide mais au phénomène connu sous le nom de squirt flow, ou squish flow dans la littérature (e.g. *Bourbié et al. (1987)*; *Mavko et al. (1998)*). Pour résumer, en réponse au passage d'une onde P le squelette du milieu

poreux se déforme et induit un mouvement local du fluide saturant des pores aplatis très déformables vers les pores arrondis peu déformables, à fort nombre de Reynolds (*Bourbié et al. (1987)*). Il en résulte une dissipation d'énergie et une dispersion de vitesse associée.

Du fait que la déformation associée à l'onde S soit essentiellement isovolumique, le squelette du milieu poreux subit uniquement une distorsion et l'effet induit par l'onde S est négligeable, comme le confirme la figure 59.

Pour ce qui concerne la substitution de fluide, le remplacement de l'eau par l'éthylène glycol tend à augmenter le module d'incompressibilité de la roche (comparer les symboles de même couleur, cercle et carré pour les expériences PT et triangle et diamant pour les expériences UI). Ceci est un résultat classique prédit par la théorie poroélastique. Le fluide saturant a tendance à rigidifier la roche d'autant plus que le module d'incompressibilité du fluide saturant est élevé. L'éthylène glycol ($K^{(fluid)} = 3.23 GPa$) étant moins compressible que l'eau ($K^{(fluid)} = 2.25 GPa$), il contribue d'avantage à la rigidification de la roche. Notons que l'augmentation du module d'incompressibilité de la roche est assez faible mais tout-à-fait mesurable. Notons par ailleurs que le module de cisaillement n'est pratiquement pas affecté par la substitution de fluide, comme le prédit la théorie poroélastique.

En conclusion, à l'issue de cette étude expérimentale en laboratoire, nous pouvons dire que nous avons atteint notre but en démontrant expérimentalement l'aptitude de l'interférométrie ultrasonore à suivre la substitution de fluide dans différents échantillons de roches. De plus, les résultats expérimentaux sont en accord raisonnable avec les prédictions de la théorie poroélastique de *Biot (1941)* et *Gassmann (1951)*. Toutefois, notons que ceci n'a été possible complètement que sur des roches présentant une atténuation pas trop importante, telles les roches faiblement fissurées/fracturées comme les calcaires d'Euville et de Vilhonneur.

7 Conclusion

Dans cette partie, une méthode alternative pour mesurer les constantes élastiques d'un échantillon solide au laboratoire a été développée. Elle utilise à la fois les principes de l'interférométrie sismique et de la résonance par spectroscopie ultrasonore. La méthode a été validée sur des échantillons de matériaux standards (l'aluminium, le plexiglas) en comparant systématiquement les mesures inversées aux mesures par pulse ultrasonore transmis au travers de l'échantillon.

L'effet de la substitution de fluide a été vérifié sur des échantillons cylindriques homogènes avec un accord raisonnable entre résultats expérimentaux et prédictions par la théorie de Biot-Gassmann.

Les effets de l'atténuation ont été également observés. L'une des conséquences en est l'impossibilité de réaliser correctement l'inversion dans les roches saturées de fluide très atténuantes, comme le grès des Vosges saturé en eau ou en éthylène glycol.

Le but principal de cette étude expérimentale était d'évaluer l'efficacité du suivi de substitution de fluides par interférométrie ultrasonore passive en analysant le bruit dans un échantillon.

Le but a été clairement atteint en démontrant l'aptitude de l'interférométrie ultrasonore à suivre des substitutions de fluide dans des roches saturées. De plus, les résultats expérimentaux sont en accord raisonnable avec les prédictions de la théorie poroélastique.

En outre ceci est possible seulement dans les roches saturées qui ne sont pas trop atténuantes ; par exemple les calcaires comme ceux de Vilhonneur ou d'Euville.

Pour aller plus loin et prolonger ces travaux expérimentaux, les améliorations du protocole suivantes sont envisageables :

- analyse d'un panel plus étendu d'échantillons de roches, incluant plus de types de roches différents
- utilisant d'un autre fluide saturant dont les propriétés physiques contrastent plus avec l'eau (comme le glycérol, si on regarde plus particulièrement sa viscosité dynamique).
- automatisation complète du procédé
- adapter le procédé expérimental à des conditions de pression et température non atmosphériques. Cela a été fait, au moins concernant les pressions de pore et de confinement, dans le cas particulier de la barre résonante (voir *Lucet et al. (1991)*).

La mise au point de cette méthode ainsi que les résultats exposés précédemment ont fait l'objet de deux présentations orales à congrès (EAGE 2013 et 2014) et de deux publications, actuellement en cours de révision, auprès de la revue *Geophysical*

Prospecting (l'une d'entre elles a été soumise suite à invitation à publier après le congrès EAGE 2014).

La prochaine partie vise à appliquer les techniques de corrélations de bruit à des substitutions fluides, mais qui cette fois ont lieu dans un réservoir d'hydrocarbures.

PARTIE 3 : Suivi des propriétés élastiques d'un champ d'hydrocarbures soumis à injections de vapeur

1 Introduction

Dans cette partie nous étudions les substitutions de fluides dans un réservoir d'hydrocarbures au travers de l'analyse d'enregistrements continus, donc comprenant du bruit sismique. Pour des raisons de confidentialité il n'est pas possible de donner d'informations absolues (profondeur, localisation) concernant le champ.

Sur ce champ, on a utilisé le procédé SAGD (Steam Assisted Gravity Drainage) afin d'augmenter le taux de récupération d'hydrocarbures de ce réservoir. En effet de par sa grande viscosité, l'huile de ce réservoir est difficile à extraire. Aussi, afin de la récupérer, le procédé SAGD permet de diminuer la viscosité de l'huile en augmentant la température ambiante grâce à de la vapeur d'eau injectée dans le réservoir. L'huile moins visqueuse va alors plus facilement s'écouler via les pores, par gravité, vers les puits producteurs d'hydrocarbures et sera ainsi récupérée en surface.

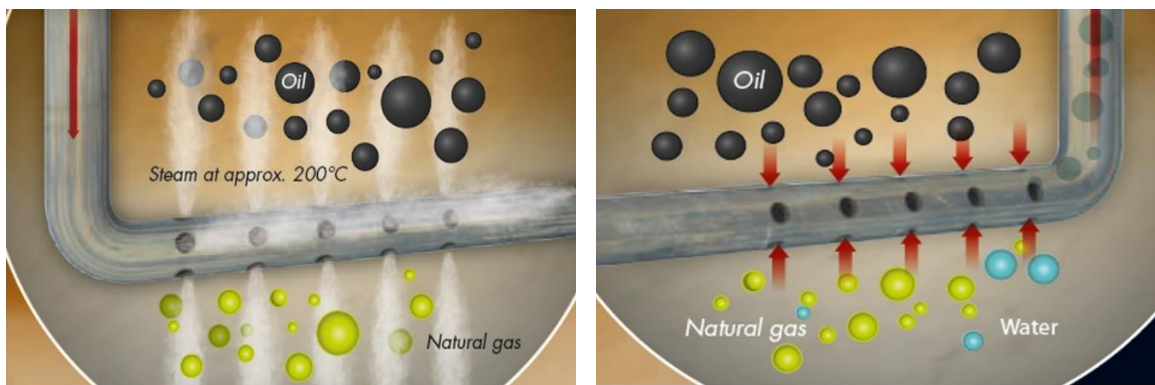


Figure 60 : Principe du steam assisted gravity drainage (SAGD) : à gauche : le puits injecteur de vapeur diffuse de la vapeur à 200 °C dans le réservoir (qui contient sur ce schéma de l'huile et du gaz) ce qui va diminuer la viscosité des hydrocarbures. A droite : le puits producteur récupère alors l'huile le gaz et l'eau

Ainsi le champ a été le siège de substitutions de fluides et notre objectif est de mettre en évidence les effets la présence de vapeur d'eau dans le réservoir, en étudiant des enregistrements de bruit sismique ambiant avant et après début de l'injection de vapeur dans ce réservoir.

2 Système d'acquisition de données

Le réseau de capteurs est composé de géophones et d'hydrophones répartis en cinq lignes. Trois lignes sont situées à 9 mètres de profondeur (dont la ligne comprenant tous les géophones) et les deux autres lignes sont enfouies à 6 mètres de profondeur. La distance

interstation est de 16 mètres. Dans la suite on ne s'intéressera qu'à la ligne de géophones, présentée sur la figure ci-dessous.

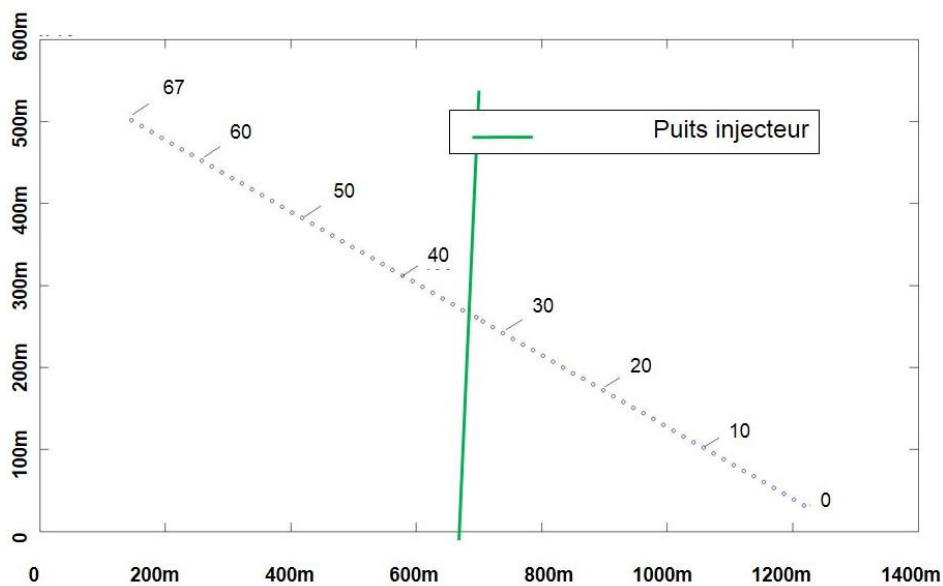


Figure 61 : Carte des géophones (points noirs) et puits injecteur (en vert). Les géophones sont numérotés de 0 à 67. La carte est correctement orientée nord sud est ouest.

Le système d'acquisition permanente déployé comporte également des sources, émettant de façon permanente, entre 5 et 180 Hz. Elles émettent chacune un signal monochromatique pendant une durée finie. Chacune va émettre toutes les fréquences permises par le système mais l'une après l'autre. Diverses sources peuvent émettre en même temps une fréquence différente. La séquence des émissions des sources est confidentielle.

Les sources sont placées à 9m de profondeur, sur la même ligne que les géophones. Elles sont espacées de 16 mètres, comme les géophones entre eux.

3 Les données

La figure ci-dessous présente un enregistrement des 68 géophones (numéros 0 à 67). L'une des extrémités de la ligne présente de plus fortes amplitudes d'enregistrements ; ceci peut correspondre à des géophones localisés très près des sources.

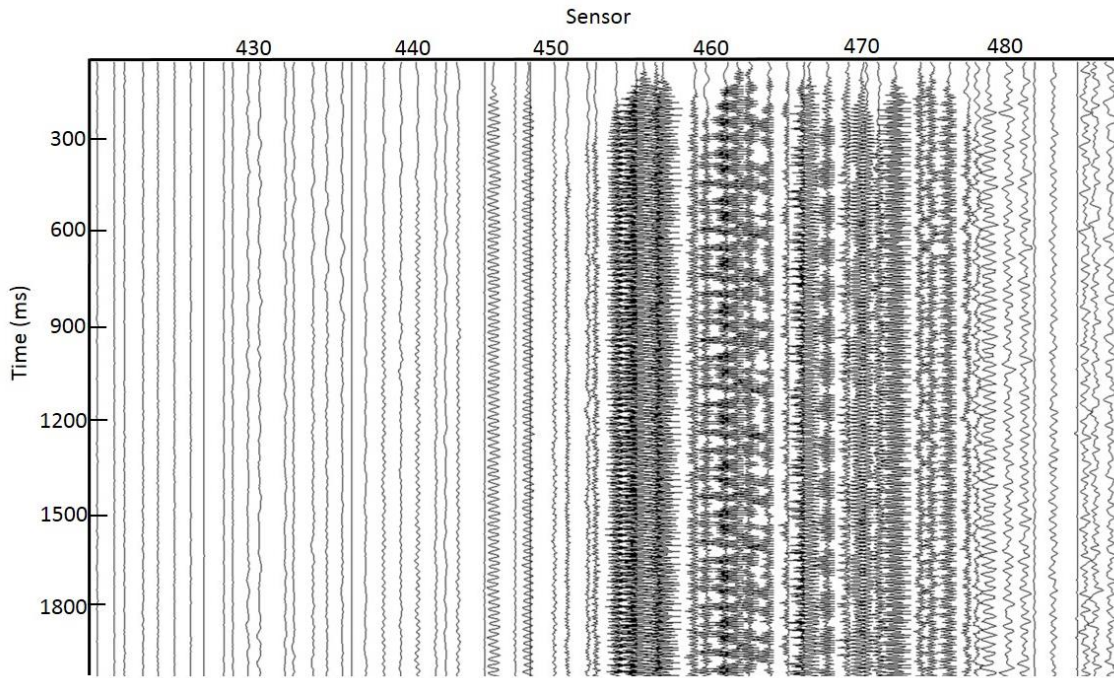


Figure 62 : Exemple d'enregistrements des géophones (20 secondes), traces brutes

Les géophones enregistrent donc, de façon très importante, les signaux émis par les sources actives du dispositif. Le traitement des données devra donc permettre d'effacer au maximum la trace de ces sources dans les corrélations (filtrage, blanchiment spectral...). On s'intéresse maintenant au contenu des signaux enregistrés afin de choisir le traitement qui sera le mieux adapté pour les étudier.

3.1 Etude fréquentielle

La figure ci-dessous montre le contenu fréquentiel enregistré par un géophone au cours d'une journée. On constate de plus grandes amplitudes entre 5 et 16 heures ce qui correspond aux horaires d'activité humaine.

La zone entourée présente une forte intensité dans la bande 55 – 60Hertz. Cela correspond à des activités humaines (courant électrique...).

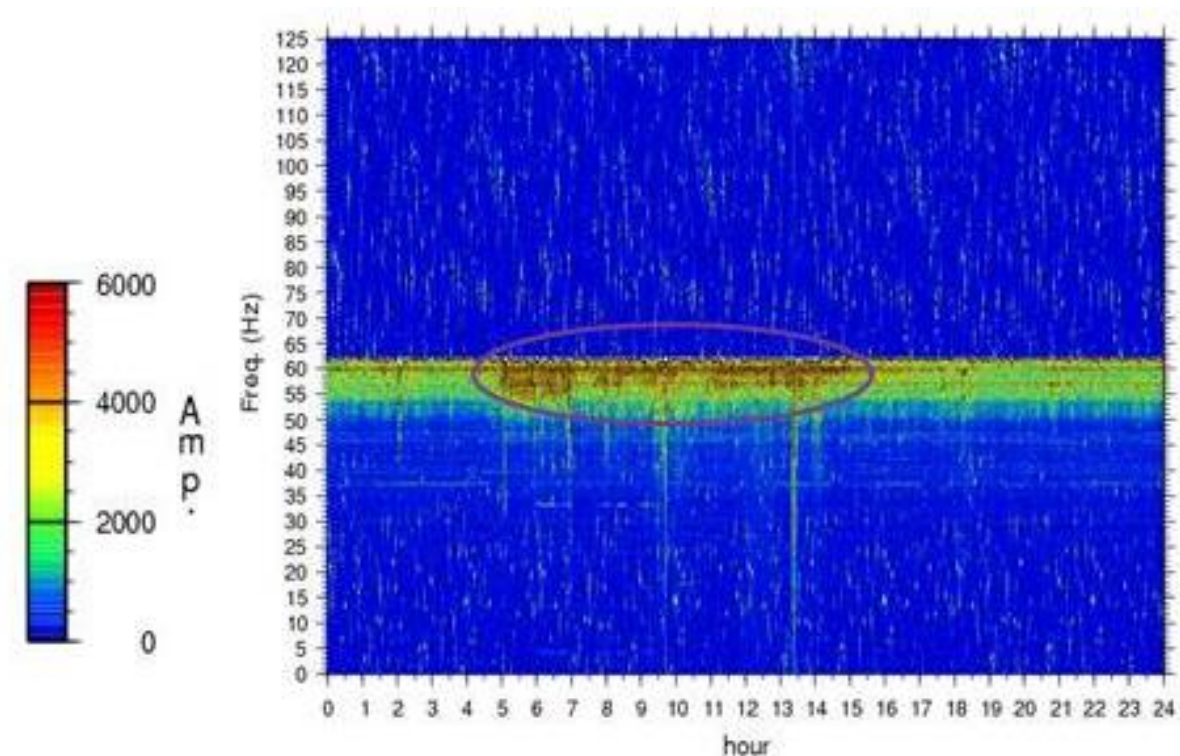


Figure 63 : diagramme temps-fréquence pendant une durée de 24 heures, concernant un géophone, à la date J-30

Le traitement des données devra donc inclure un filtrage passe-bas de fréquence de coupure inférieure ou égale à 50 Hertz. Or, comme indiqué dans la partie 2, le dispositif comporte des sources actives, dont la bande de fréquences d'émission est essentiellement supérieure à 10 Hertz (quelques fréquences sont émises en-dessous de 10 Hertz mais sont d'intensité plus faible).

Aussi le traitement inclura un filtrage passe-bas de fréquence de coupure de 10 Hertz.

3.2 Alternance jour/nuit

Les enregistrements diffèrent selon qu'ils aient été faits de jour ou de nuit. En effet si la nuit les capteurs n'enregistrent quasiment que les sources du dispositif, en journée d'autres arrivées directes sont visibles.

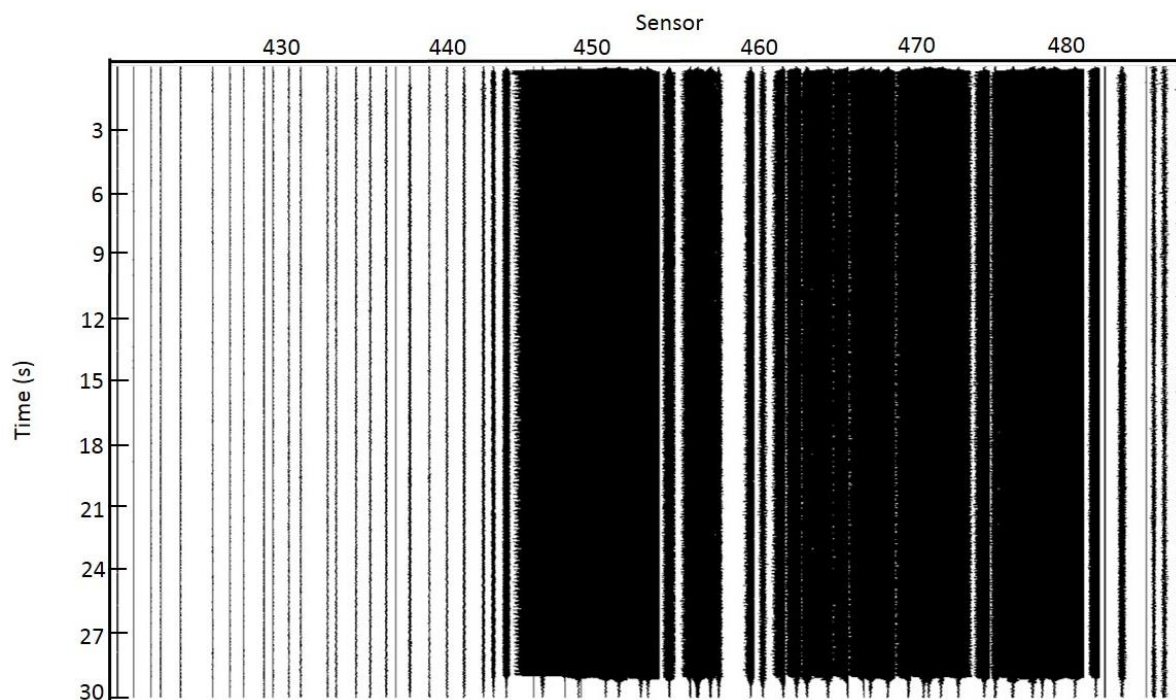


Figure 64 : Enregistrements des géophones de nuit (minuit) : les seuls signaux visibles sont les sources du dispositif

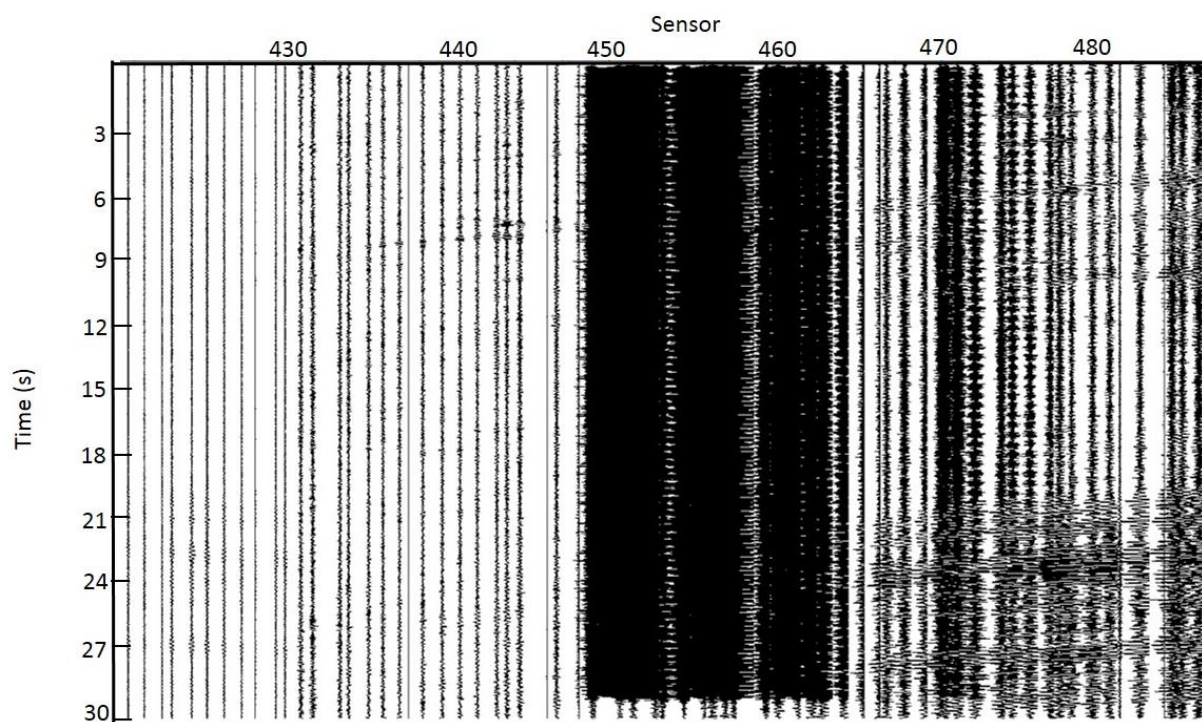


Figure 65 : Enregistrements des géophones le même jour à 13 heures : on constate des arrivées directes en plus des sources du dispositif, qui correspondent probablement à l'activité humaine en journée

En journée, on remarque l'activité des sources mais également la présence d'arrivées directes provenant de sources environnantes (route, usine à proximité...), qui sont dans la bande de fréquence 4-8 Hertz et correspondent à de l'activité humaine. Il faudra adapter le traitement des enregistrements avant corrélation afin de diminuer au maximum l'impact de toutes ces sources et événements. Sinon, ils seront prépondérants.

Au vu des observations faites dans cette partie, le traitement des données avant corrélation devra inclure :

- un filtrage passe-bas qui limitera l'impact de l'activité humaine et des sources actives du dispositif : fréquence de coupure 10 Hertz
- un blanchiment spectral qui limitera l'impact des sources encore présentes dans cette bande de fréquence (activité humaine diurne, activité industrielle sur le champ étudié).

4 Traitement des données

4.1 Temps de sommation des signaux

Afin de renforcer le rapport signal à bruit il est nécessaire de sommer plusieurs signaux, sur une durée totale à déterminer. En effet comme l'indique la figure suivante, le rapport signal sur bruit augmente comme la racine de la durée sommée.

C'est une figure présentant le rapport signal sur bruit SNR en fonction du nombre de jours de données stackées (c'est-à-dire sommées) faite par *Sabra et al. (2005)* en utilisant des enregistrements provenant du sud de la Californie.

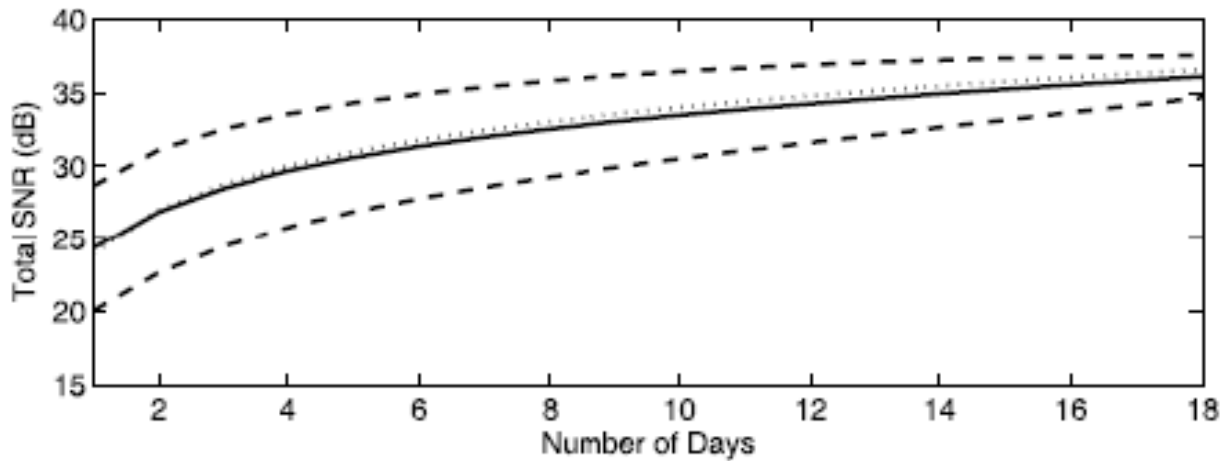


Figure 66 : Moyenne et écart-type du rapport signal-à-bruit SNR (échelle en dB) calculés en sommant toutes les corrélations en fonction du nombre de jours sommés. La dépendance en racine carrée est montrée par la ligne de pointillés (d'après Sabra et al. 2005a).

Afin de savoir combien de temps il faut sommer pour obtenir des corrélations stables, on s'intéresse à la cohérence. Elle correspond au coefficient de corrélation C entre deux traces et permettra d'estimer leur similitude.

$$C(i) = \frac{\int S_0(t) * S_i(t) dt}{\sqrt{\int S_0^2(t) dt * \int S_i^2(t) dt}}$$
 est le coefficient de corrélation entre la trace S_0 (référence) et la trace S_i .

La figure suivante présente la cohérence entre une corrélation (impliquant deux capteurs A (le capteur de l'extrémité Est) et B (tous les autres, tour à tour) pour un temps de sommation t_1 et la corrélation impliquant les mêmes capteurs pour un temps de sommation supérieur t_2 . Les temps de sommation comparés vont de 1 heure à 20 heures. La cohérence entre deux traces est représentée comme suit :

Un capteur est choisi pour référence (le capteur le plus à l'est, en bout de ligne) et les corrélations entre ce capteur et tous les autres sont calculées pour les différentes durées de sommation que l'on souhaite comparer. Puis les cohérences entre les durées consécutives sont calculées (1h-2h, 2h-4h, 4h-8h, 8h-12h, 12h-16h, 16h-20h). La distance est indiquée en interstations, la distance zéro correspond donc à l'autocorrélation.

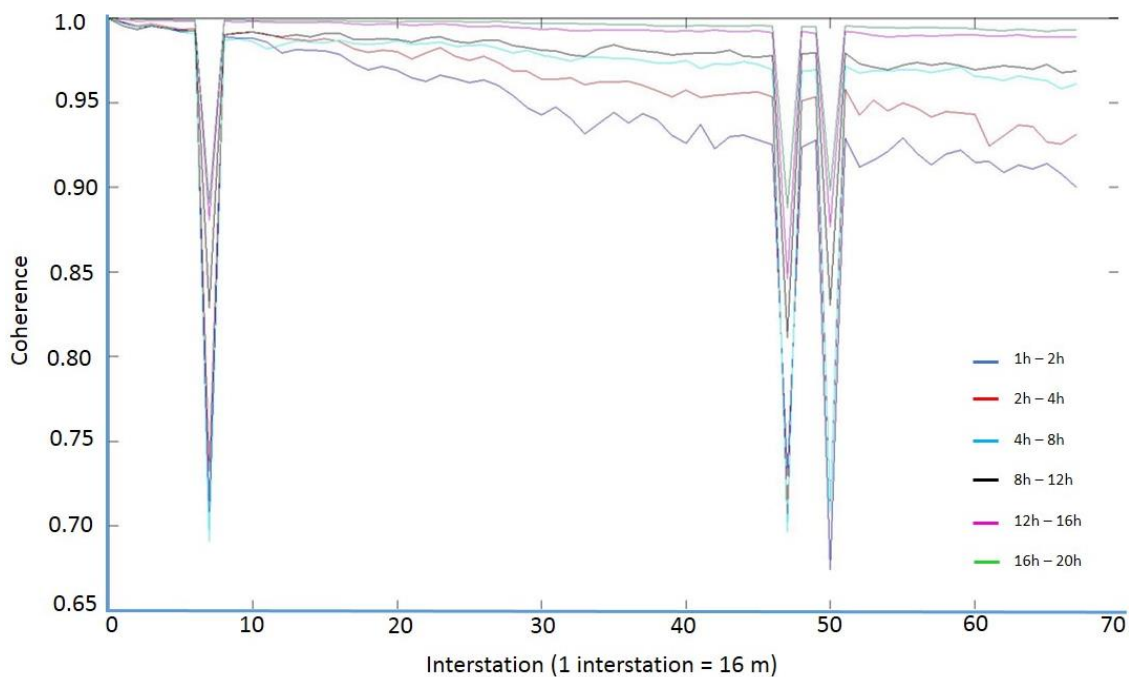


Figure 67 : Cohérence entre deux corrélations correspondant aux deux mêmes capteurs, pour différents temps de sommation. La cohérence est reportée pour chaque interstation. Le capteur choisi pour "référence" est le premier de la ligne côté Est. Calculs réalisés avec des enregistrements de la journée numéro 1.

Il apparaît qu'à partir de 12 heures les corrélations sont stables ; le coefficient de corrélation est effectivement systématiquement supérieur à 0.97, même pour les plus grandes distances.

Les chutes de cohérence pour 3 valeurs d'interstation précises correspondent tout simplement à la corrélation du premier capteur, celui choisi pour référence, avec 3 capteurs défectueux. Ils ne seront donc jamais pris en compte dans les traitements pour toute la suite.

On constate que la cohérence est systématiquement très élevée aux faibles interstations ; ceci s'explique par le fait que les capteurs séparés par seulement quelques interstations étant proches, ils enregistrent des signaux assez similaires, et corréler leurs enregistrements revient presque à réaliser une auto-corrélation. A l'inverse, les grandes interstations correspondent à des capteurs plus éloignés entre eux et il est logique que la cohérence diminue avec la distance, puisque les enregistrements correspondant sont moins similaires qu'entre ceux issus de deux capteurs séparés par seulement quelques interstations.

Pour la suite, une sommation de 12 heures d'enregistrement est donc choisie.

4.2 Processus pour calcul des corrélations

Un pré-traitement est effectué au préalable, avant d'aboutir aux corrélations de signaux. Il n'existe pas de traitement unique et standard mais il faut adapter la séquence de traitements aux données dont on dispose.

La série de traitements des données est résumée par la figure suivante :

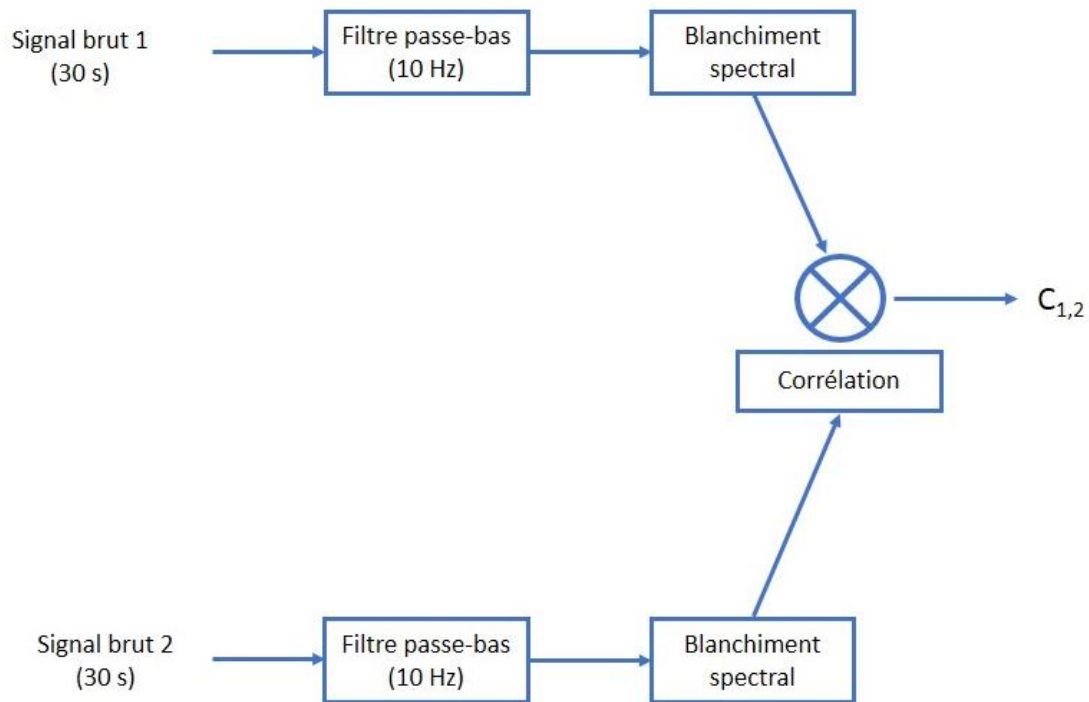


Figure 68 : Séquence de traitements appliqués aux signaux avant et jusqu'à corrélation entre les signaux, $C_{1,2}$.

A partir d'un enregistrement brut de 30 secondes, on applique un filtre passe-bas (Butterworth) de fréquence de coupure 10 Hz. Cela va permettre de couper la majeure partie des signaux correspondant aux sources actives du dispositif et aux sources anthropiques, ainsi que la forte composante continue présente dans les signaux.

Puis le blanchiment spectral est utilisé afin de réduire l'impact de toute fréquence dominante (sources dont la fréquence est en-dessous de 10 Hz et n'ayant pas été éliminée par le précédent filtrage, signaux provenant de l'activité environnante comme les usines, les routes...).

Les signaux sont dès lors prêts à être corrélés. Ensuite les corrélations seront sommées sur une durée totale de 12 heures car c'est la durée à partir de laquelle les corrélations se stabilisent (cf section 4.1).

5 Etude des variations temporelles de vitesse

5.1 Analyse des corrélations : transformée en curvelets puis méthode des doublets

Afin d'augmenter au maximum le rapport signal à bruit, de renforcer la partie cohérente des signaux, on utilise la décomposition en curvelets, qui en plus de constituer un filtrage temps-fréquence va permettre de choisir une direction privilégiée (ici, celle qui correspond dans notre cas au temps calendaire, voir section 5.1.1), en comparant chaque jour à la moyenne sur l'ensemble des jours disponibles. Puis la méthode des doublets est utilisée. Ceci est réalisé pour chaque paire de capteurs A, B etc... Les différentes paires de capteurs ont en commun de correspondre toutes à une même distance interstation. La figure suivante résume les étapes de traitement des corrélations pour évaluer les variations temporelles dans le milieu :

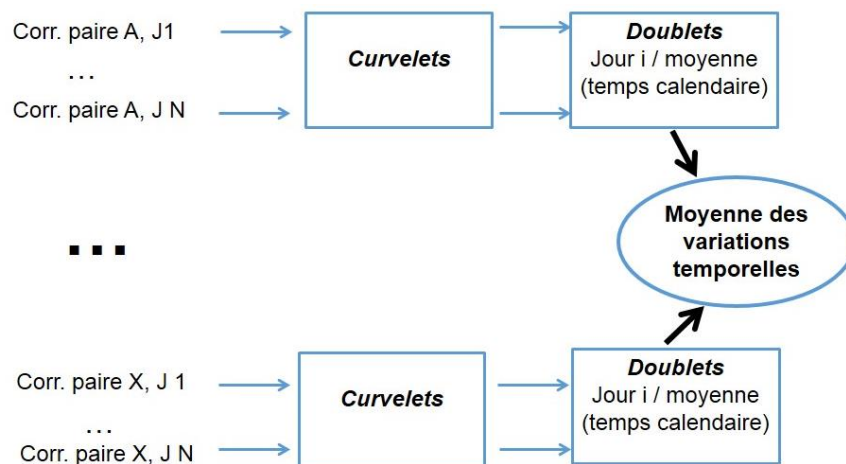


Figure 69 : Séquence de traitements pour évaluer les variations temporelles : utilisation des curvelets pour une même paire de capteurs, sur différents jours, utilisation de la méthode des doublets (comparaison jour J / moyenne sur les N jours). Puis on moyenne les résultats obtenus par les doublets pour les différentes paires de capteurs étudiées

On réalise des corrélations de 12 heures pour chacune des journées que l'on étudie (jour J1 à jour JN), et pour chacune des paires de capteurs (paire A, paire B... paires N) considérée. Toutes les corrélations correspondant à une même paire de capteurs au fil des jours (au fil du temps calendaire) sont étudiées par la méthode des curvelets, afin de

renforcer la partie cohérente des corrélations les unes avec les autres au fil des jours et d'augmenter leur rapport signal à bruit.

Puis la méthode des doublets permet d'évaluer les variations temporelles au fil des jours, ceci pour chacune des paires séparément. Enfin les résultats, les dt calculés, sont moyennés sur l'ensemble des résultats de chaque paire. C'est cette moyenne qui sera présentée systématiquement dans la suite (idem concernant les courbes dt/t , ou encore les cohérences).

5.1.1 Utilisation de la transformée en curvelets

Tout d'abord observons la matrice des corrélations dont on dispose, sur l'exemple d'une paire de capteurs en particulier, jour par jour (voir figure 70).

Utilisées telles quelles, les corrélations diffèrent trop d'un jour à l'autre pour pouvoir utiliser une méthode de comparaison comme les doublets ou le stretching. En effet il faut, pour utiliser une telle méthode, que la cohérence entre les traces d'un jour à l'autre soit suffisamment grande pour pouvoir alors mesurer de fines variations dans la vitesse du milieu.

Il faut donc trouver une méthode pour renforcer la cohérence entre les traces d'un jour sur l'autre.

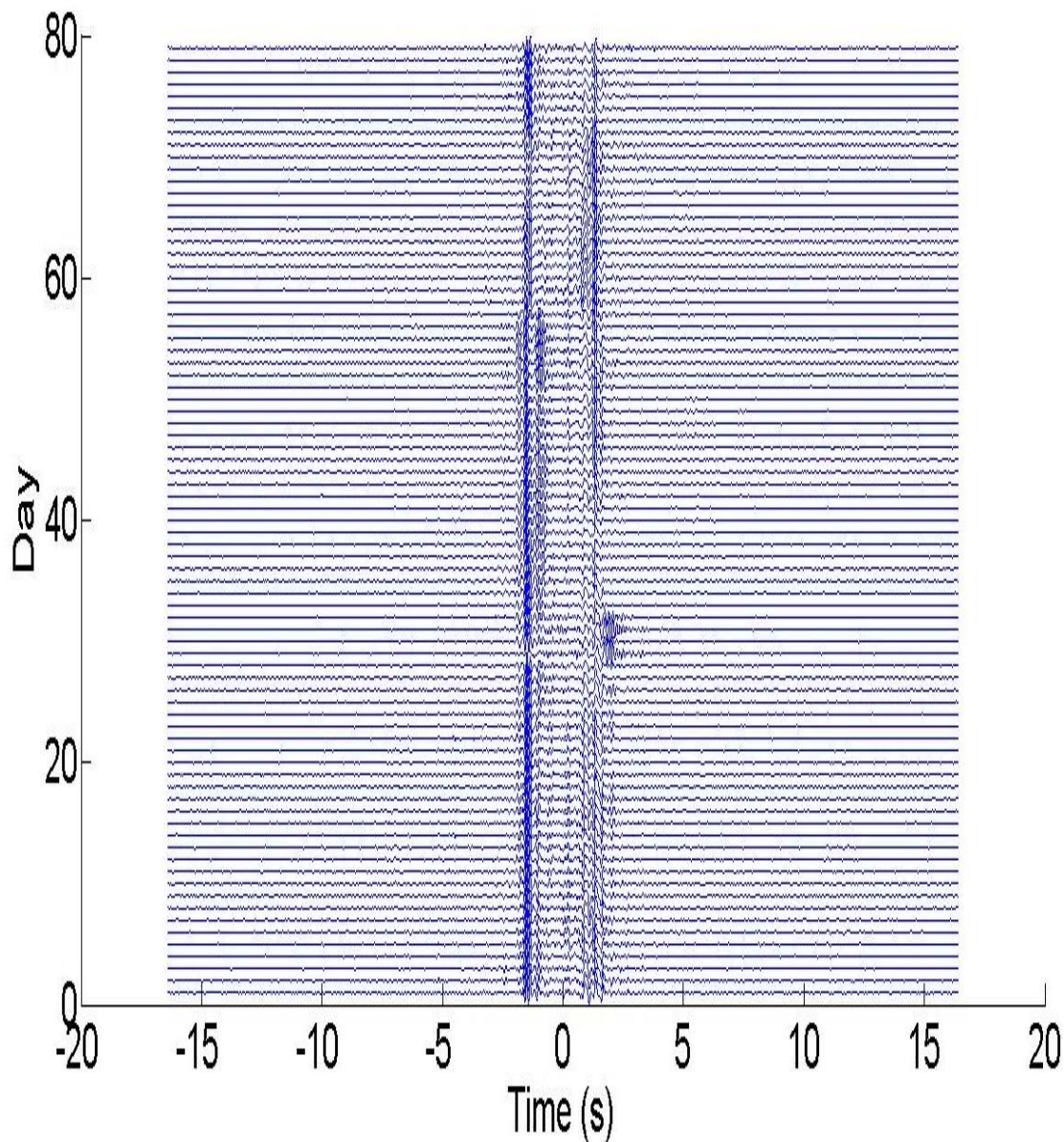


Figure 70 : Corrélations entre les capteurs 20 et 40, du jour 1 au jour 79 (de bas en haut).

Stehly et al. (2011) expliquent pourquoi la décomposition en curvelets est particulièrement adaptée à des données comme celles que l'on étudie ici.

Ils écrivent les corrélations sous la forme matricielle $C = G + N$, avec G matrice dans laquelle chaque ligne est la fonction de Green du milieu (le signal que l'on vise à extraire de C) et N , matrice représentant le bruit. Pour débruiter la matrice C des corrélations, on cherche une base de fonctions grâce à laquelle la majeure partie de l'énergie des signaux de G se décompose en un minimum de coefficients. La matrice G contenant la fonction de Green du milieu sur chaque ligne, toutes ses lignes sont identiques. Une représentation graphique de cette matrice donnerait une structure « verticale » des ondes de surface. Aussi la base de fonctions adaptée à l'analyse des signaux doit être orientée. Ainsi, la

transformée en curvelets est la plus adaptée puisqu'elle utilise une base de fonctions à la fois localisées en fréquence, dans le temps, et en orientation.

On utilise donc les curvelets pour représenter la matrice C dont chaque ligne est une corrélation. Dans notre cas l'axe x de l'espace sera le temps des corrélations, en secondes. Soient $C_{\theta j}(x,y)$ et $G_{\theta j}(x,y)$ les coefficients des matrices des transformées en curvelets de C et G (ce que l'on cherche à récupérer) au niveau j , à l'angle θ , et à la position physique (x,y) . Comme indiqué précédemment les lignes de G sont identiques puisque correspondant toutes à la fonction de Green du milieu. Cela a deux conséquences : $G_{\theta j}(x,y)$ ne dépend pas de y , et dans l'espace physique, on s'intéresse à la direction privilégiée indiquée par la verticale. Aussi on projette C , pour chaque niveau j et position (x,y) , sur les curvelets correspondant à la direction verticale seulement. On impose un seuil qui permet de ne garder que les coefficients les plus élevés de $C_{\theta j}(x,y)$ puis la transformée inverse est réalisée pour retourner dans l'espace physique. On obtient ainsi une nouvelle matrice de corrélation qui se rapproche le plus possible de la matrice de référence.

Dans notre cas, la matrice de référence, qui correspond à G dans l'explication précédente, soit ce que l'on cherche à extraire des corrélations, est la moyenne des corrélations sur l'ensemble des journées étudiées (voir figure 71). La matrice C est quant à elle la matrice des corrélations dont on dispose initialement comme celle représentée en figure 70.

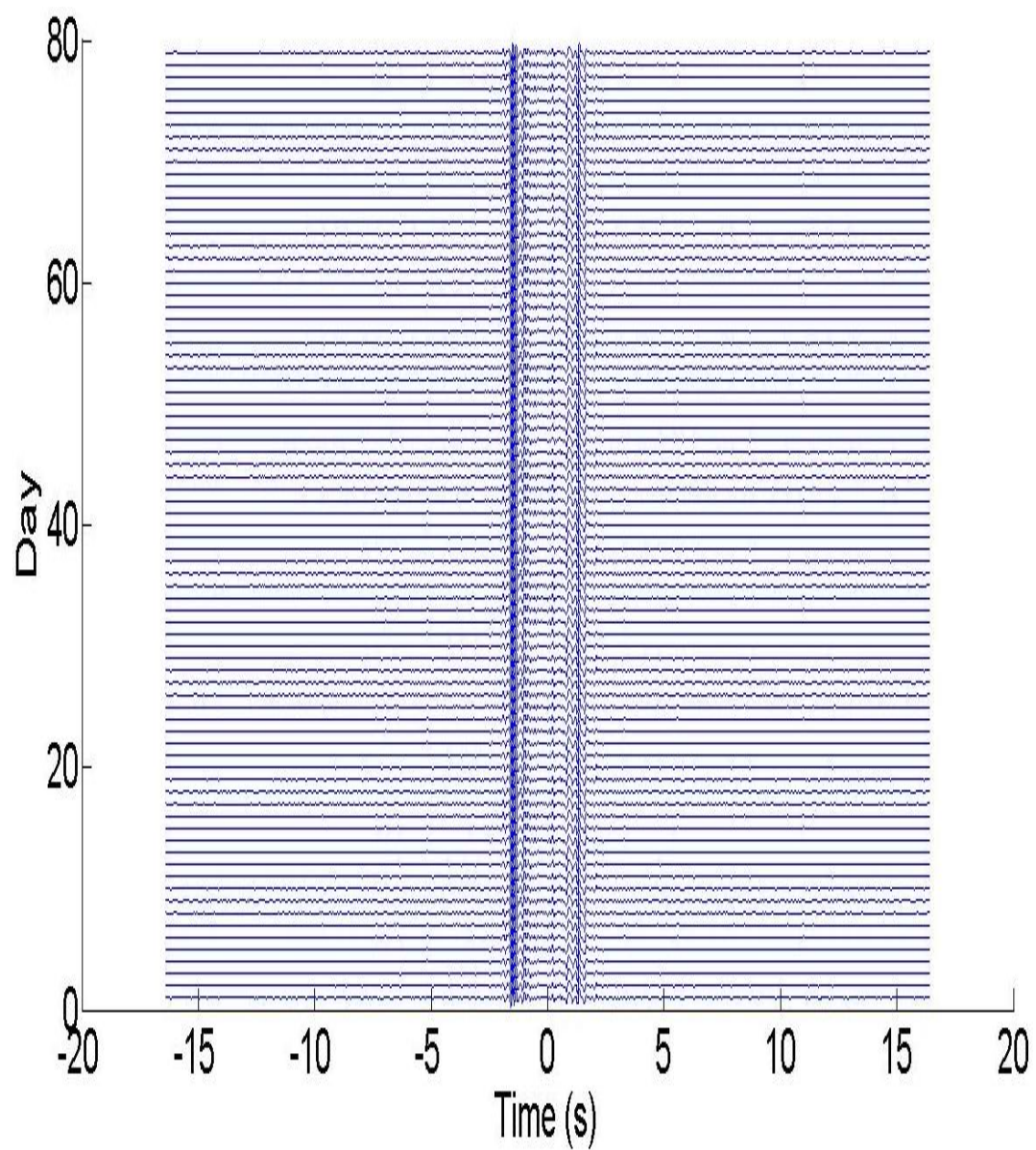


Figure 71 : Corrélation de référence pour la paire de capteurs 20 et 40, du jour 1 au jour 79 ; il s'agit en fait de la moyenne sur les 79 jours qui est représentée sur chaque ligne.

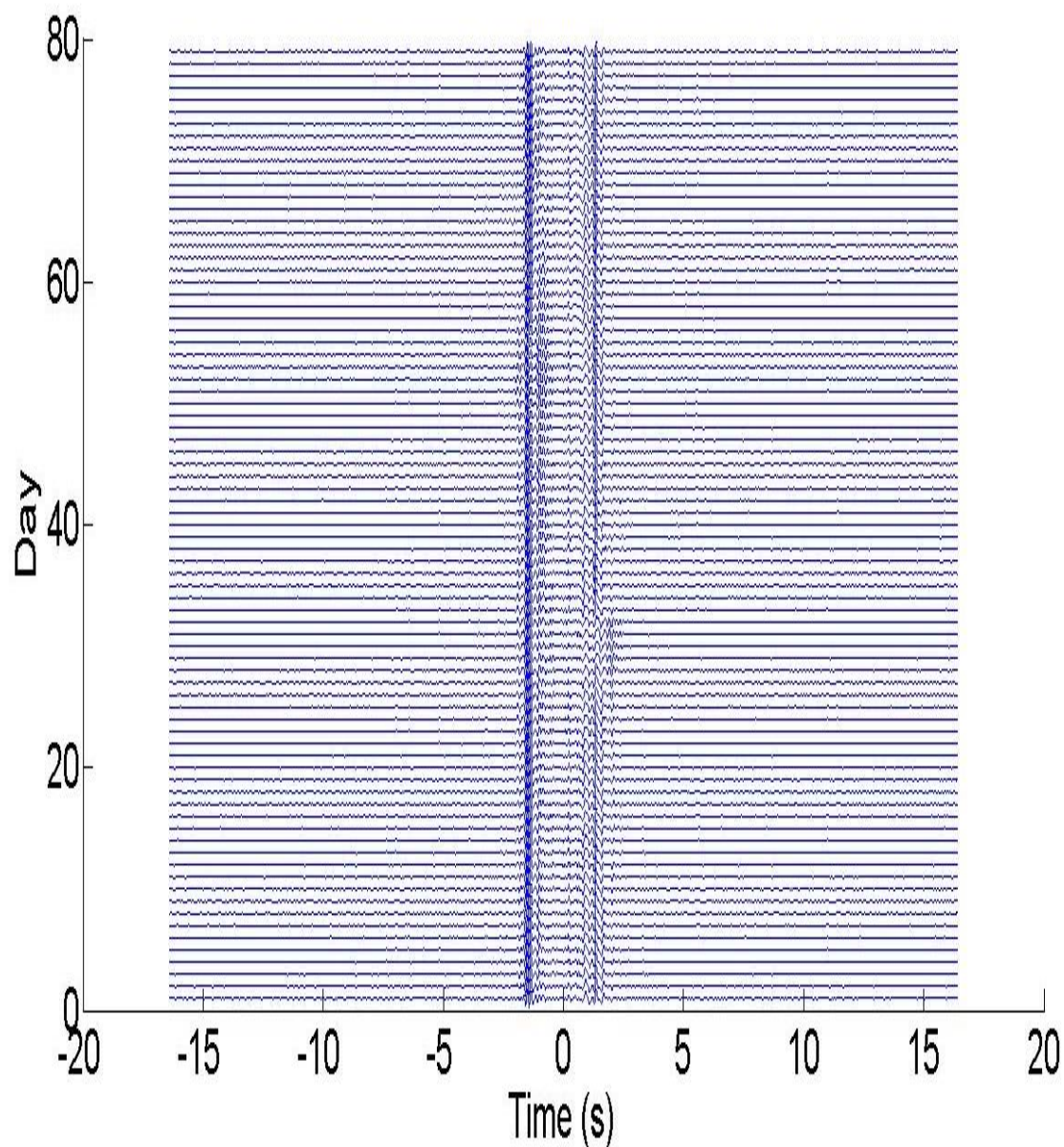


Figure 72 : Corrélations entre les capteurs 20 et 40, du jour 1 au jour 79 (de bas en haut dans chaque figure) après « débruitage » par transformée en curvelets

On constate que l'utilisation des curvelets a permis d'obtenir des signaux plus cohérents d'un jour à l'autre. Sur cette figure, cela ressort nettement pour les ondes de surface, mais qu'en est-il dans la coda, qui va nous intéresser par la suite ?

La figure ci-dessous présente les mêmes figures en zoomant sur les temps compris entre 6 et 10 secondes.

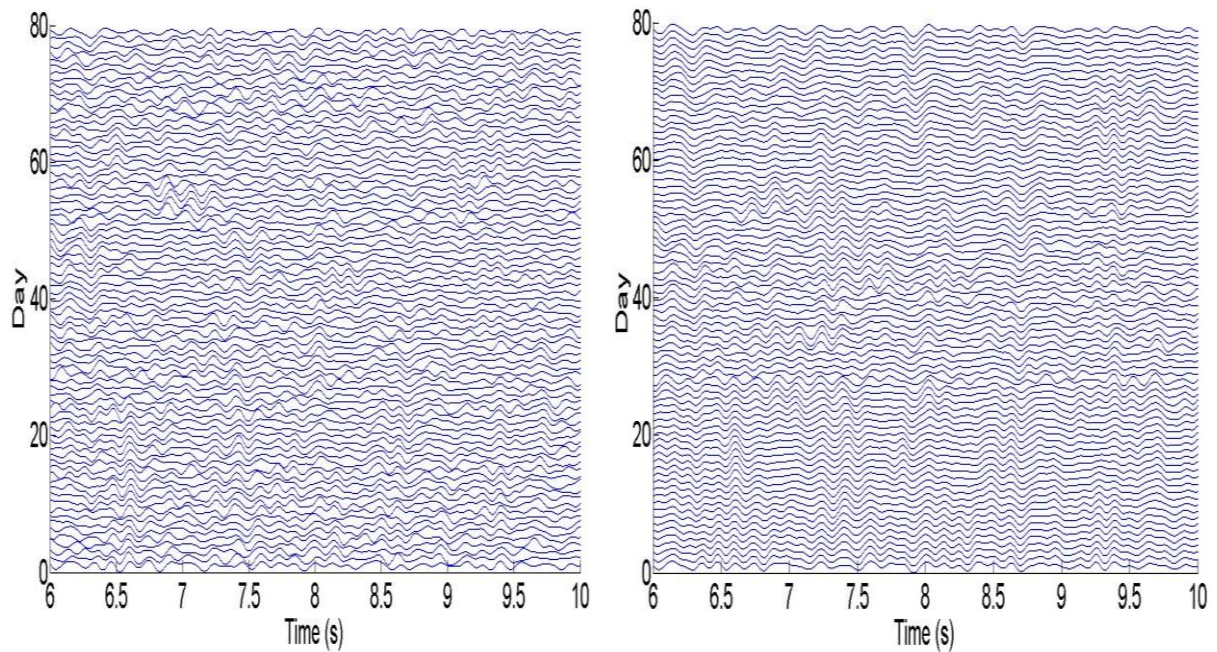


Figure 73 : Mêmes figures que les figures 70 et 72 respectivement, après zoom sur la zone 6-10 secondes

L'utilisation de la décomposition en curvelets a donc également permis de renforcer la cohérence des signaux dans les codas des corrélations, à des temps plus longs. La figure suivante compare en effet le niveau de bruit, pour un même signal (corrélation entre les capteurs 0 et 20, jour numéro 10) avant et après « débruitage » par les curvelets. Les signaux ont été normalisés.

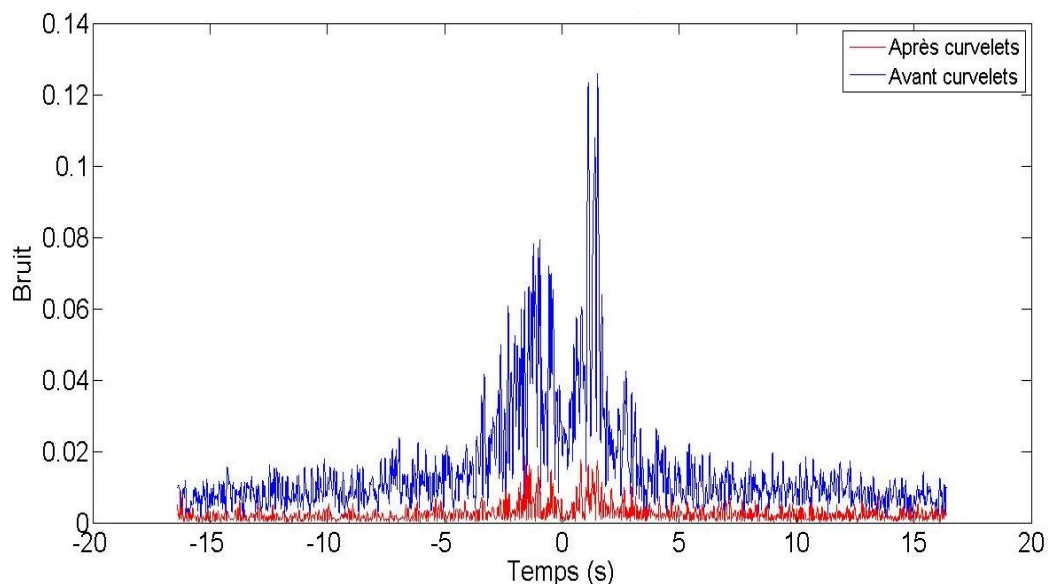


Figure 74 : Comparaison entre le niveau de bruit avant utilisation des curvelets (bleu) et après utilisation de celle-ci (rouge).

En effet le niveau de bruit est plus faible après utilisation des curvelets.

Ainsi, pour une paire de capteurs donnée, chaque corrélation courante (pour un jour donné) est désormais plus proche de la moyenne des 80 corrélations sur l'ensemble des journées disponibles, puisque c'est la moyenne sur les 80 corrélations (à paire fixée) qui a été choisie pour fonction de Green dans le calcul des curvelets.

La figure ci-dessous montre en effet la corrélation des signaux issus des capteurs 0 et 10 pour un jour particulier, le jour numéro 10, et la moyenne sur 80 jours des corrélations des signaux issus de ces mêmes capteurs, le tout après utilisation de la transformée en curvelets.

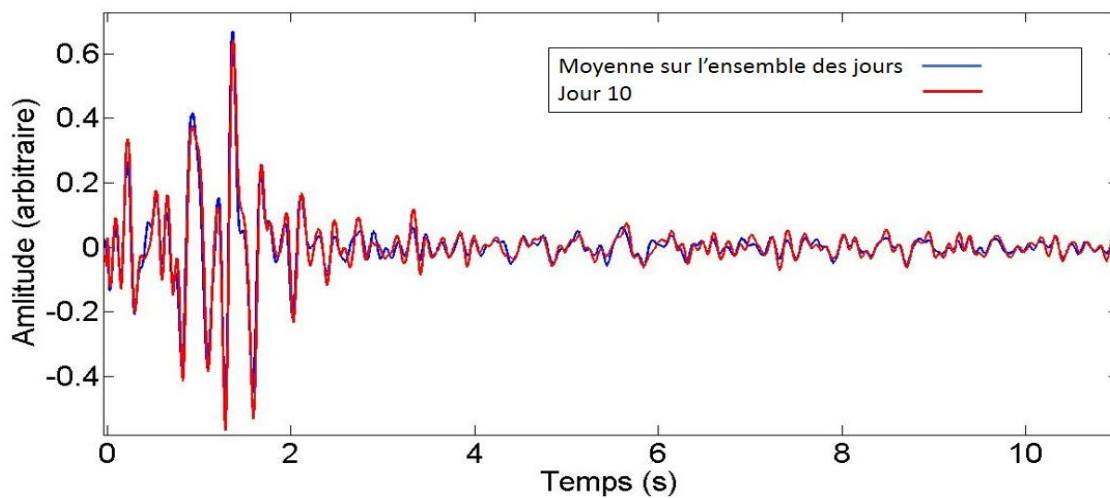


Figure 75 : Comparaison entre la corrélation du jour 10 (en rouge) et la moyenne des corrélations sur les 80 jours (en bleu), concernant la paire de capteurs 0 - 10.

Cette similitude entre chaque corrélation courante et la moyenne sur les 80 journées est également améliorée dans le domaine spectral comme l'illustre la figure ci-dessous. Par exemple, concernant la paire de capteurs 0 – 10, le pic qui était présent à la fréquence 3.5 Hertz avant curvelets (courbe verte) mais qui n'est pas présent dans la moyenne des corrélations sur 80 jours (pour cette même paire) (courbe bleue) a été fortement atténué après curvelets (courbe rouge).

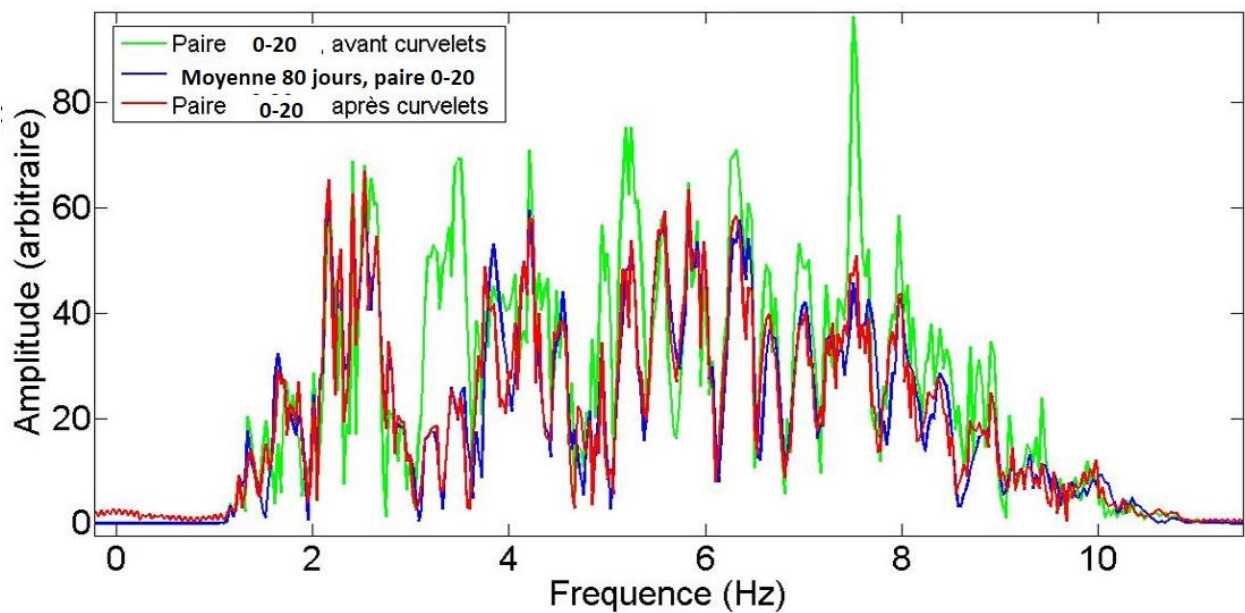


Figure 76 : Comparaison, dans le domaine spectral, à paire de capteurs et jour fixée, entre les signaux avant (en vert) et après (en rouge) utilisation des curvelets. La courbe bleue représente la moyenne (pour cette paire 0 - 20) sur les 80 jours de données avant curvelets.

Cette similitude entre chaque corrélation courante et la moyenne sur les 80 journées est extrêmement importante car, comme cela sera exposé dans la suite, la moyenne sur les 80 journées sera le signal de référence dans l'utilisation de la méthode des doublets. Or cette méthode repose sur la similitude des signaux que l'on compare entre eux.

5.1.2 Utilisation de la méthode des doublets

On utilise la méthode des doublets afin de mettre en évidence d'éventuelles variations temporelles lors de la mise en injection de vapeur du champ d'hydrocarbures. On dispose en effet de 3 mois de données enregistrées avant et pendant l'injection.

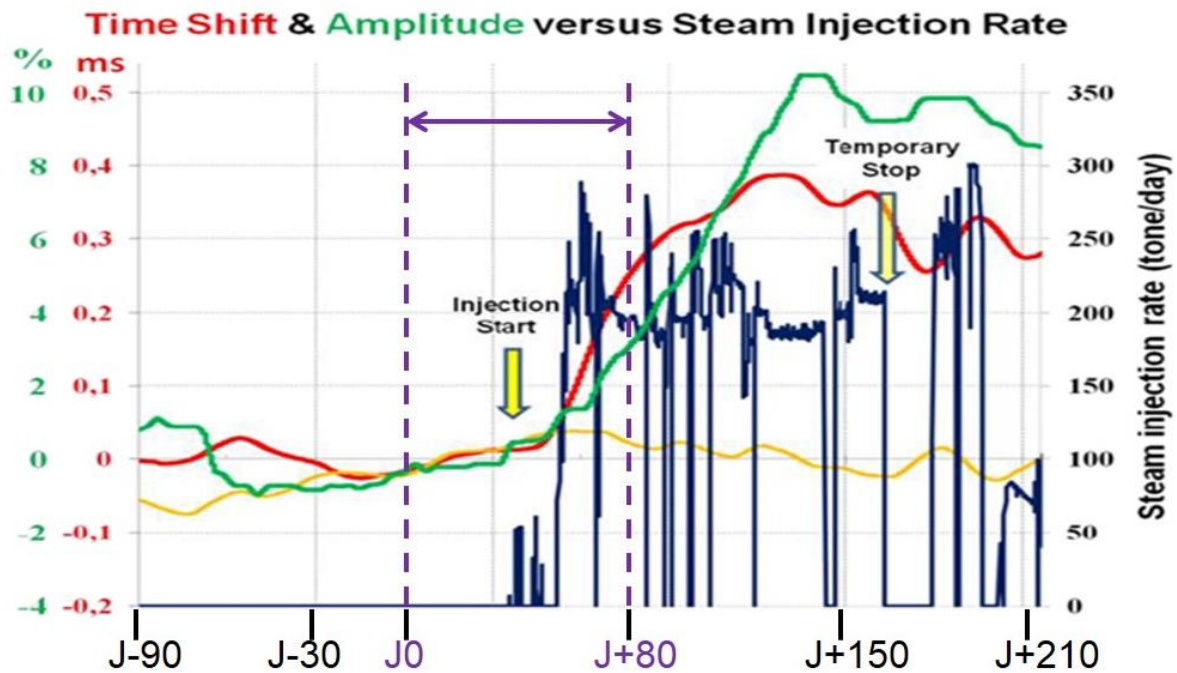


Figure 77 : Evolution du taux d'injection de vapeur dans le champ étudié (bleu foncé), time shifts (en rouge), variations relatives d'amplitude (en vert). La période indiquée par la double-flèche correspond aux 80 jours de données disponibles pour cette étude.

5.1.2.1 Choix des paramètres

Pour utiliser la méthode des doublets il faut choisir un certain nombre de paramètres :

- la référence : dans notre étude, elle correspond à la moyenne des corrélations sur l'ensemble des jours étudiés (pour chaque paire). Une autre manière de choisir la référence (moyenne sur un groupe de jours avant injection, dans l'idée de mieux faire apparaître les variations liées à l'injection) a été étudiée, voir annexe 3.
- la fenêtre temporelle d'intérêt : dans notre cas elle sera de 2 ou 3 secondes de longueur.
- la sous fenêtre temporelle, glissante, dans laquelle on va faire l'analyse et le calcul de Δt (voir plus loin pour des précisions sur ce calcul). Dans notre cas elle sera d'une demi seconde $L_{Win} = 0.5s$.
- le taux de recouvrement concernant la fenêtre glissante ci-dessus : dans notre cas $overlap = 80\%$.
- la bande de fréquences d'intérêt : dans notre cas elle sera 4-10 Hz : en effet étant donnée la largeur de la fenêtre glissante (0.5 seconde) il faut se placer au-dessus de 2 Hertz d'une part, et les signaux sont filtrés passe-bas 10Hz d'autre part.

Concernant le choix de la fenêtre temporelle, on s'aide de la cohérence. La figure ci-dessous présente, sur chaque ligne, la cohérence entre la corrélation d'un jour j (en fait une moyenne de $j-2$ à $j+2$) et la corrélation de référence (moyenne sur l'ensemble des journées).

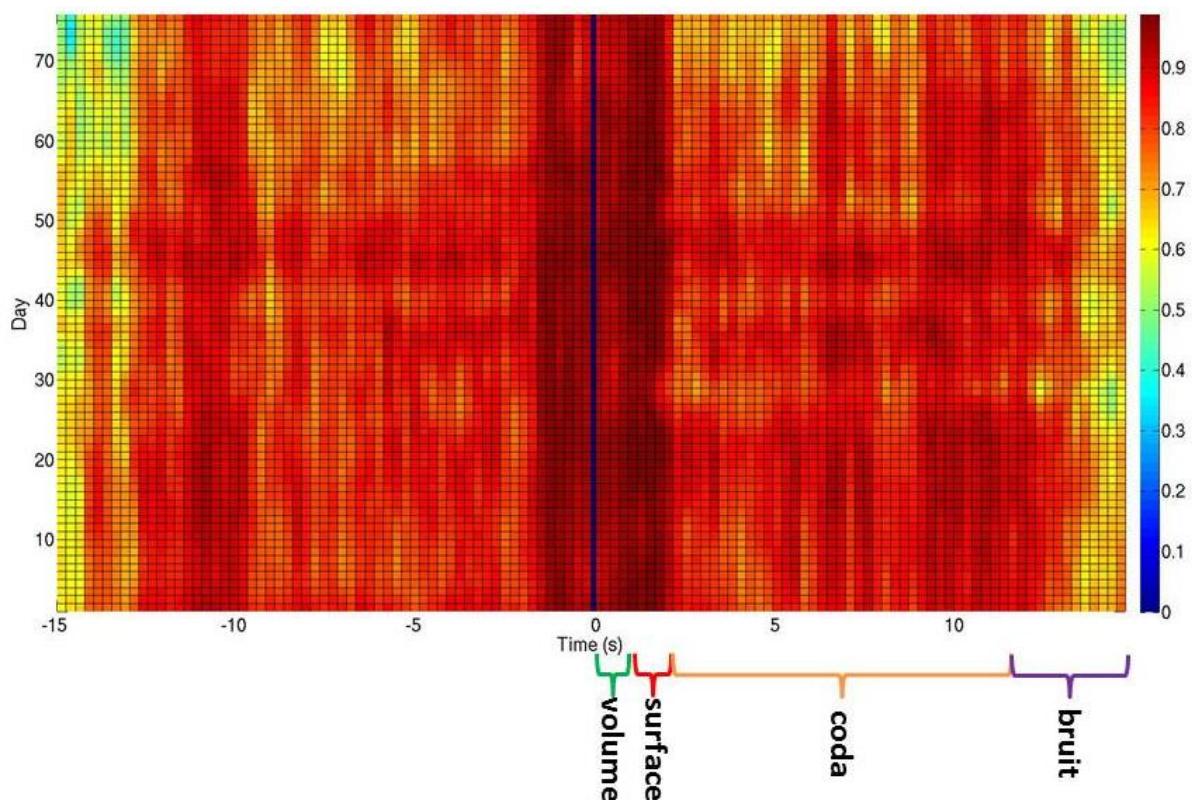


Figure 78 : Cohérence, pour chaque jour, et en fonction du temps, entre une corrélation le jour J et la moyenne des corrélations sur l'ensemble des jours étudiés (les cohérences sont moyennées entre les 34 paires). Le temps de stack est de 12 heures. $LWin = 0.5s$, taux de recouvrement 50 %. Cette figure permet de voir aisément les différents types d'ondes et leurs temps d'arrivée : ondes de volume (les plus rapides, temps d'arrivée inférieurs à 2 secondes), ondes de surface (temps d'arrivée 2 secondes, gros pic de cohérence), coda (entre 3 et 10 secondes), et bruit de mesure (au-delà de 10 secondes)

Afin de se placer dans la coda, et d'éviter les ondes de surface tout en n'atteignant pas les temps auxquels le bruit devient prédominant, on choisit une fenêtre temporelle dans laquelle la cohérence sera supérieure ou égale à 0.65 pour appliquer la méthode des doublets : entre 4 secondes et 10 secondes.

Cela permettra également d'éviter les bruits de pompes, visibles dans les corrélations, qui apparaissent à 10 (respectivement -10) secondes. Ce signal quasi-périodique se corrèle avec lui-même et cela se traduit dans les corrélations par un pic à intervalles réguliers (période 10 secondes). Ceci est présenté dans la figure ci-dessous. Elle présente les corrélations entre le capteur 12 et tous les autres (ainsi que lui-même). On voit également les pics de corrélation correspondant aux ondes de surface aux temps courts (en 0 pour l'autocorrélation, puis en des temps de plus en plus long au fur et à mesure que l'on s'éloigne du capteur de référence, pour atteindre 4 secondes dans la corrélation avec le capteur le plus éloigné (67).

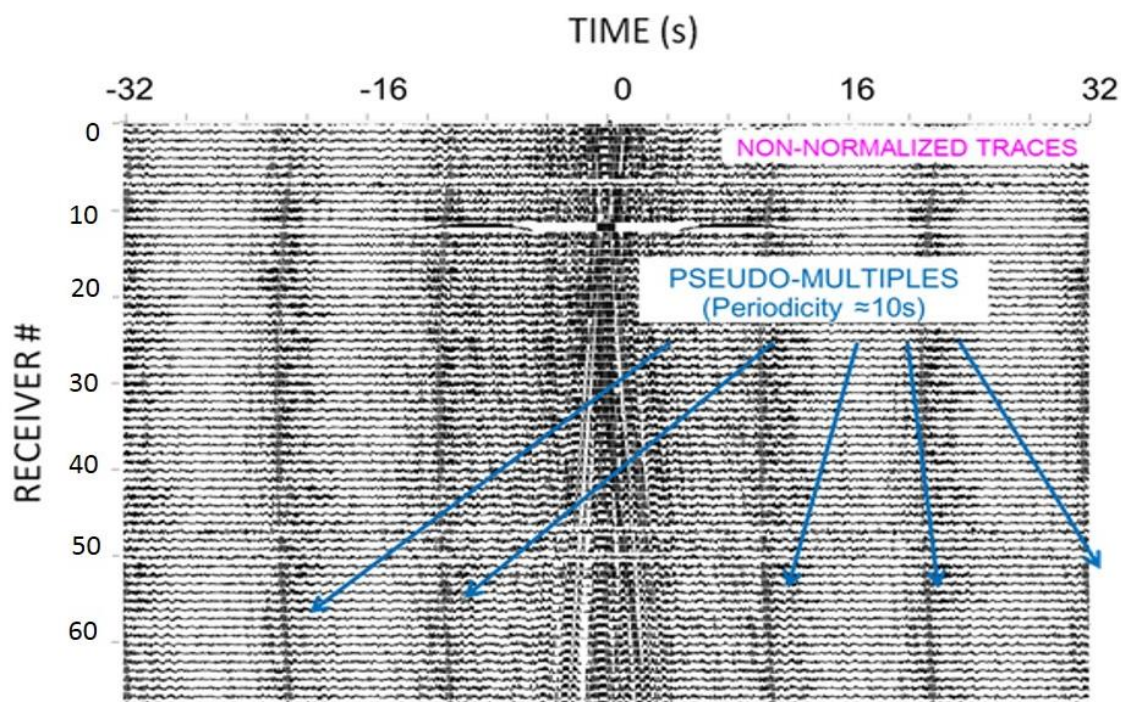


Figure 79 : Corrélations entre le capteur 12 et tous les autres (la douzième trace correspond donc à l'autocorrélation). Les pseudos-multiples correspondent au bruit des pompes. Les corrélations ne sont pas normalisées afin de mieux voir ces signaux

5.1.2.2 Méthode de calcul de dt/t

Concernant le calcul de dt en lui-même, il doit être effectué dans chaque sous-fenêtre glissante (de largeur 0.5s). Pour ce faire, comme expliqué dans la partie 1, section 4.3.2, une régression linéaire est effectuée dans l'espace des fréquences. C'est la méthode des moindres carrés qui est utilisée pour l'inversion de la relation $\varphi = \omega * dt$: on cherche à trouver la solution au problème $\omega * x = \varphi$ avec ω vecteur des pulsations et φ vecteurs des phases, en minimisant l'erreur au carré $(\varphi - \omega * x)^T * (\varphi - \omega * x)$, où T indique l'opération de transposition des matrices, et x est évidemment la valeur de dt recherchée correspondant à la sous-fenêtre de largeur 0.5s considérée. Puis on décale la sous-fenêtre de $(1 - \text{overlap}) * 0.5s$, et le calcul de dt est réitéré. Notons que pour chaque sous-fenêtre, la valeur de la cohérence entre corrélation courante et référence est calculée (il s'agit d'un coefficient de corrélation comme indiqué précédemment voir section 4.1).

Une fois la valeur de dt calculée pour chaque sous fenêtre i , on a une liste de valeurs dt_i correspondant chacune à une date t_i (centre de la fenêtre de largeur 0.5s numéro i). Pour obtenir la valeur de dt/t correspondant à la corrélation courante étudiée (représentant un jour numéro J en particulier) il faut faire une régression linéaire ; c'est à nouveau la méthode de minimisation de l'erreur au carré qui est utilisée, en ajoutant cette fois-ci des coefficients de pondération. En effet, on cherche la solution a qui minimise l'expression $(dt - t * a)^T * \text{diag}(p) * (dt - t * a)$, avec p vecteur des coefficients de pondération, et $\text{diag}(p)$ la matrice diagonale dont les coefficients sont les valeurs du vecteur p . Pour pondération,

on utilise les valeurs de la cohérence entre corrélation courante et corrélation de référence calculés augmentés de 1 : pour un jour j , une corrélation courante numéro i (i parcourant l'ensemble des paires de capteurs dont on a corrélé les signaux), et une sous fenêtre k : $p_{ji}(k) = 1 + \text{Cohérence}_{ij}(k)$ où Cohérence_{ij} est le vecteur contenant, pour chaque sous fenêtre k de longueur 0.5s, la valeur de la cohérence entre la corrélation de référence et la corrélation courante.

5.2 Résultats

5.2.1 En utilisant des stations réparties tout au long de la ligne

En appliquant les traitements exposés précédemment à 34 corrélations correspondant à 34 paires de capteurs espacés de 20 interstations (320 mètres) on obtient les résultats suivants :

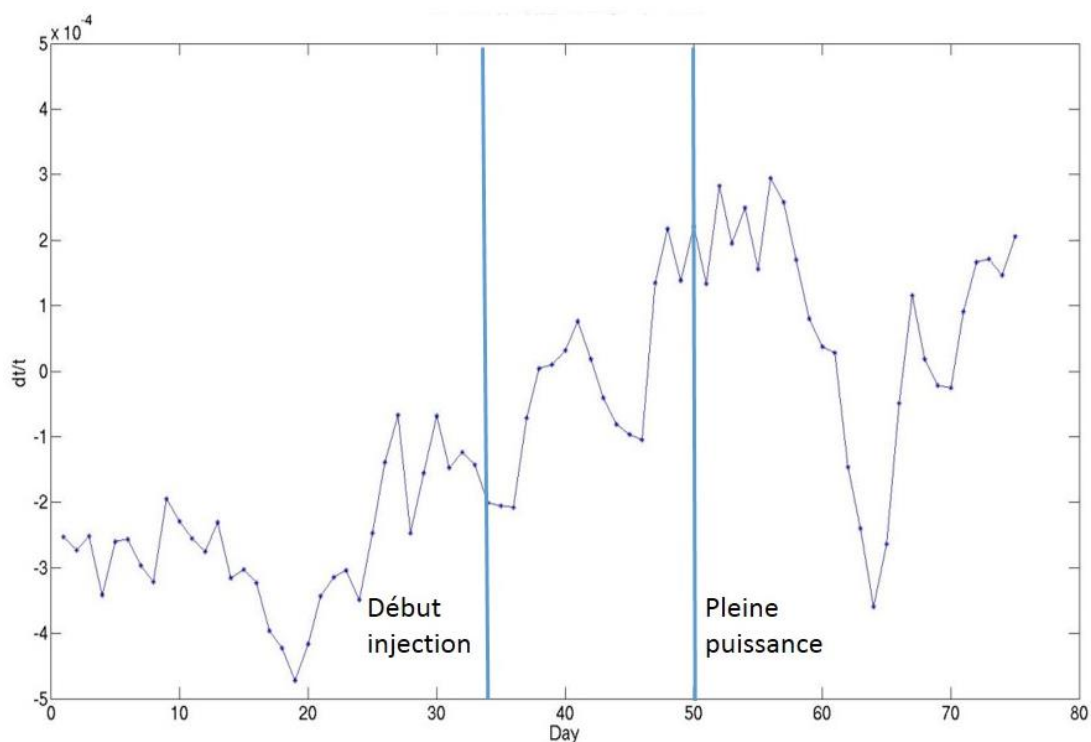


Figure 80 : Evolution de dt/t soit $-dv/v$ au fil des jours (fenêtre 7-9 secondes dans la méthode des doublets)

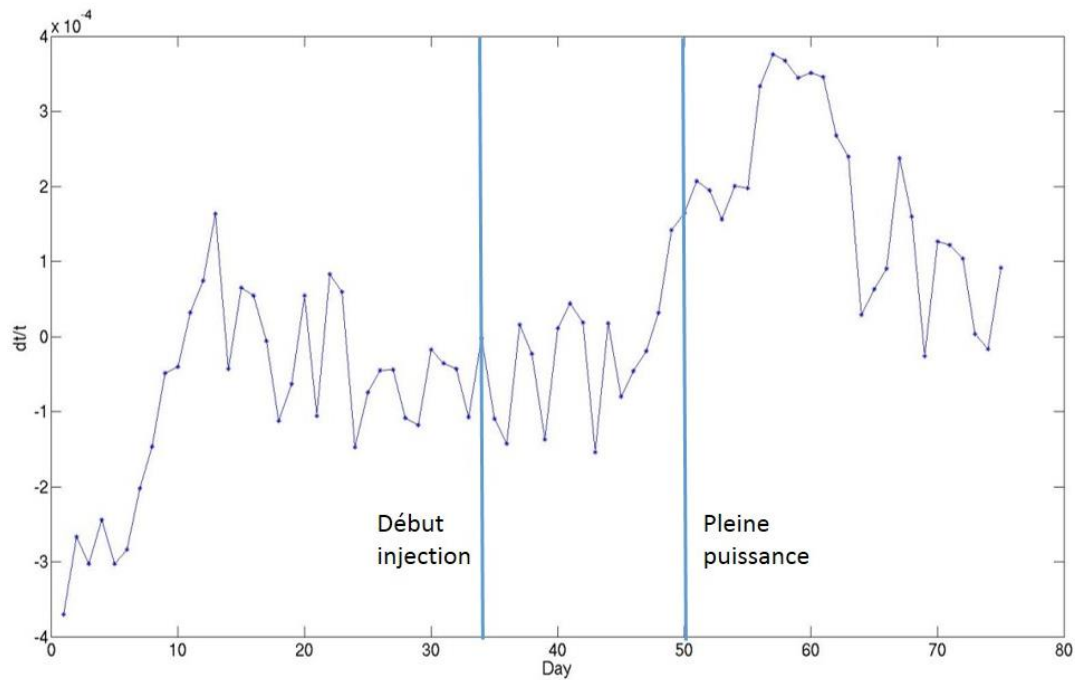


Figure 81 : Evolution de dt/t soit $-dv/v$ au fil des jours (fenêtre 6-8 secondes dans la méthode des doublets)

Les figures de dt/t en fonction des jours permettent de constater qu'après une période de fluctuations, une diminution de la variation relative de vitesse coïncidant avec la mise en injection du champ apparaît (jour 37 concernant la fenêtre temporelle 7-9 secondes, jour 45 concernant la fenêtre 6-8 secondes)

Le constat est le même pour différentes fenêtres d'études (6-8 secondes, 7-9 secondes).

Afin de renforcer cette observation la méthode du stretching a été utilisée également pour analyser les corrélations. La figure ci-dessous présente les valeurs de dt/t en fonction des jours obtenues par la méthode des doublets (en rouge) et du stretching (en bleu).

De même que dans l'analyse faite par les doublets, la méthode du stretching fait apparaître une augmentation de dt/t à partir du jour 40.

Quelle que soit la méthode employée, une chute dans les valeurs de dt/t intervient à partir du jour 65. Cette tendance est à relativiser au vu de la figure 82 (deux sous-figures du bas). En effet à partir de cette date les valeurs des coefficients de corrélation entre la corrélation de référence et la corrélation courante diminuent, ce qui diminue la confiance en ces mesures au-delà du jour 60.

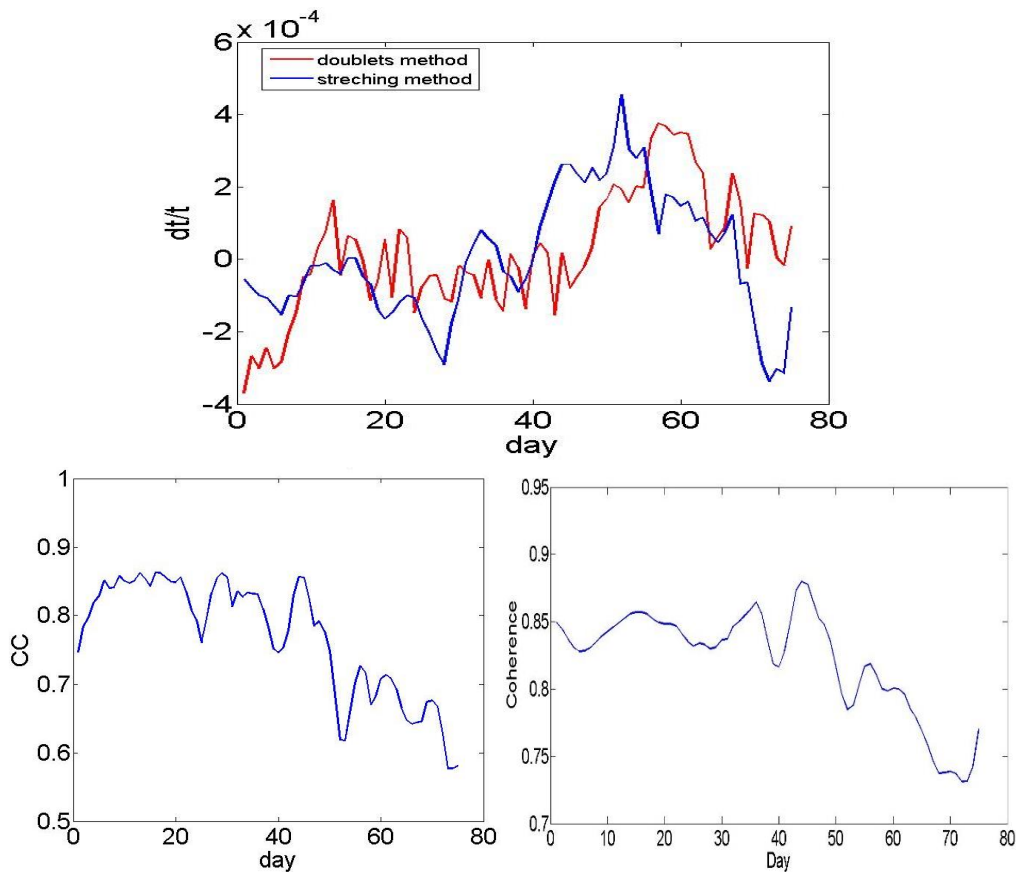


Figure 82 : En haut : variations de dt/t en fonction des jours selon plusieurs méthodes pour la fenêtre de temps 6-8s. En rouge, résultat obtenu par la méthode des doublets (bande passante 4-10Hz), en bleu, résultat obtenu par la méthode du stretching (bande passante 2-10Hz). En bas : à gauche coefficient de corrélation obtenu entre la corrélation de référence et la corrélation courante (stretchée) dans le cadre de la méthode du stretching. A droite : coefficient de corrélation obtenu entre la corrélation de référence et la corrélation courante, dans le cadre de la méthode des doublets.

Ainsi les mesures par les méthodes du stretching ou des doublets coïncidant, on peut affirmer que les variations observées ne sont pas un effet de mesure dû à la méthode des doublets.

Néanmoins ces variations pourraient être dues à tout autre chose que l'injection de vapeur, comme des variations saisonnières du milieu par exemple.

5.2.2 En utilisant des stations situées au voisinage du puits injecteur

Afin de s'assurer que les variations observées soient dues à l'injection de vapeur et non à une variation globale du milieu à cette période-là de l'année (exemple variation saisonnière), l'étude par la méthode des doublets est menée en régionalisant les paires de capteurs : on sépare celles qui sont situées dans une zone proche du puits injecteur de celles qui sont en-dehors de cette zone (voir figure ci-dessous).

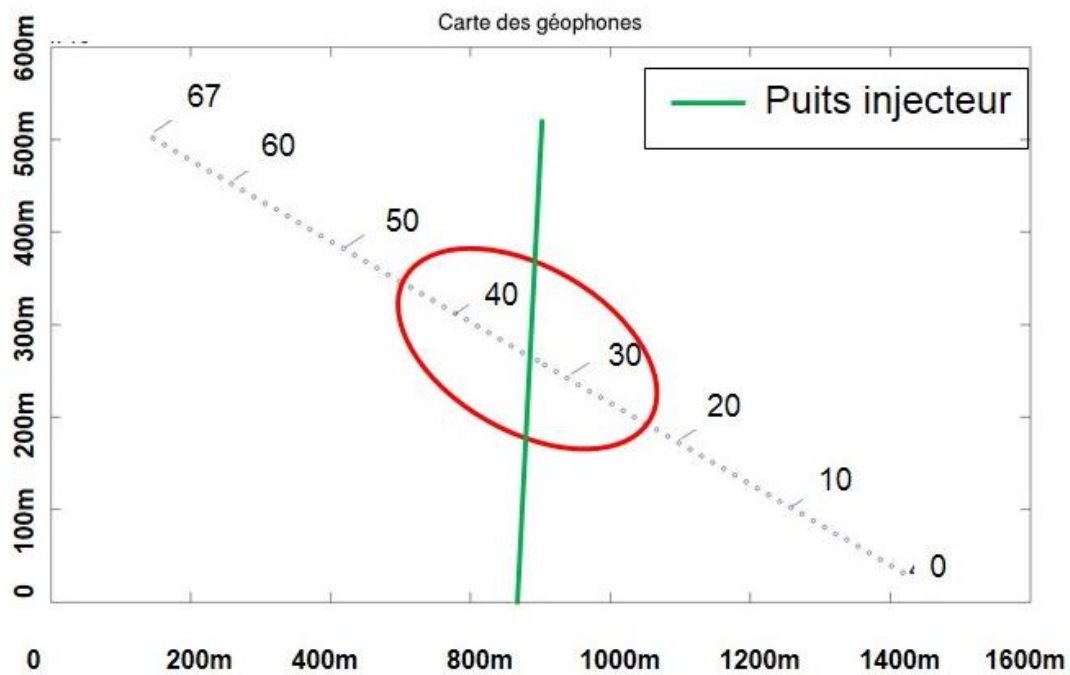


Figure 83 : Carte des positions relatives des géophones. Ils sont enterrés à 9m de profondeur, et espacés de 16 m entre eux. Cette carte est correctement orientée Nord Sud Est Ouest. La ligne mesure environ 1km de long. La croix montre l'intersection entre le puits injecteur et la ligne de géophones

La figure ci-dessous présente la courbe de variation de dt/t en fonction des jours pour toutes les paires de capteurs étudiées (comme dans les figures 80 et 81) (ligne bleue dans la figure ci-dessous), pour les paires dans la zone entourée dans la figure précédente (ligne rouge) et pour les paires en-dehors de cette zone (ligne noire).

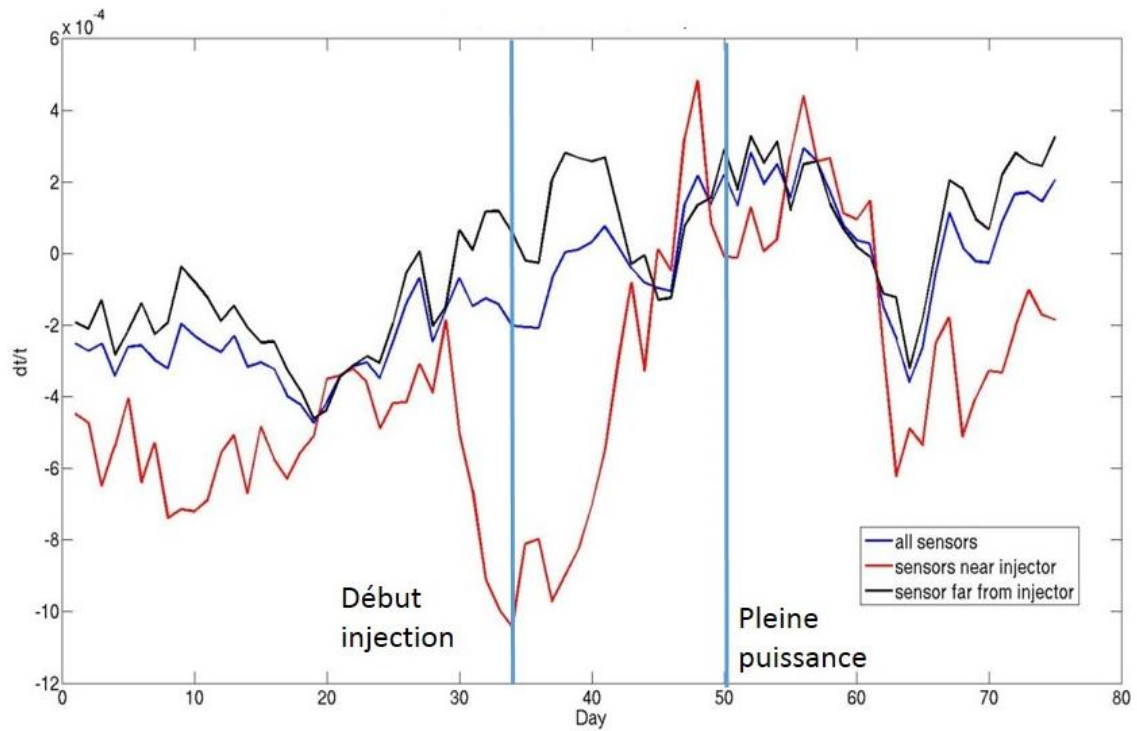


Figure 84 : Variations de dt/t au fil des jours. En bleu : toutes les paires de capteur, en noir, paires de capteurs situés hors du voisinage du puits d'injection, en rouge, paires de capteurs situés dans le voisinage du puits d'injection. Fenêtre de temps choisie dans les doublets 7-9s. L'injection début au jour 34 pour atteindre la pleine puissance au jour 50.

Si les paires de capteurs situées en-dehors de la zone entourée (en rouge, voir figure 83) présentent une évolution similaire à la moyenne des paires (qui définissent alors une variation globale dans le milieu), les paires situées dans la zone entourée présentent quant à elles des variations plus marquées, essentiellement lors des injections de vapeur. Le constat est le même dans l'autre fenêtre de temps (voir figure suivante).

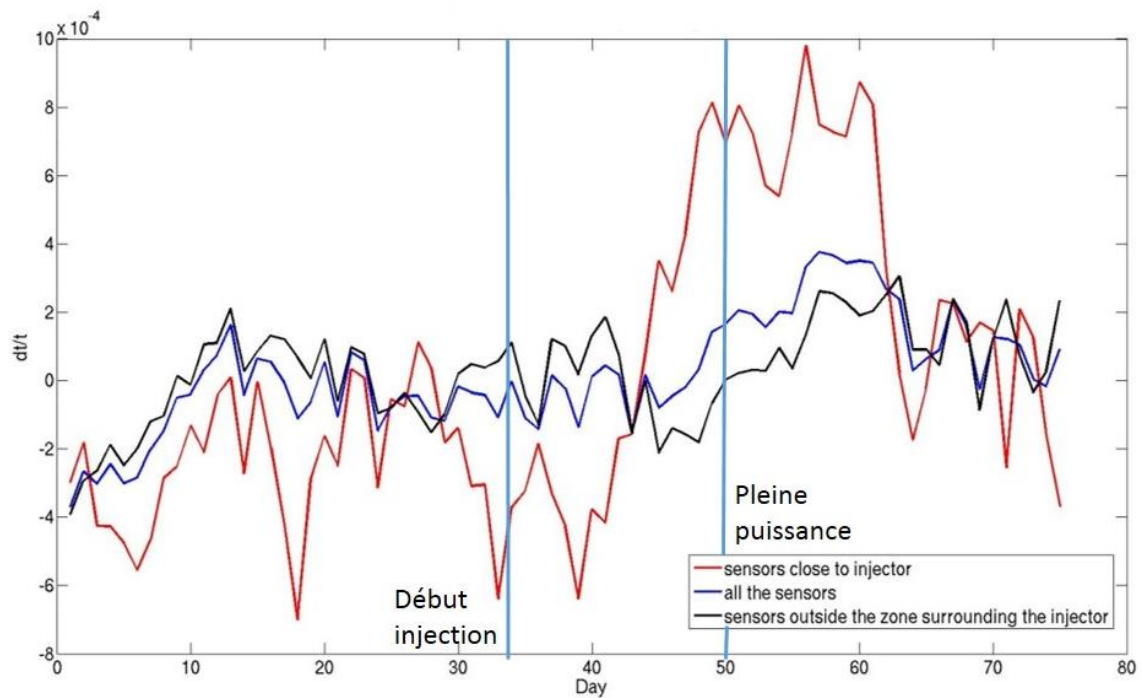


Figure 85 : Même figure que précédemment mais fenêtre de temps choisie dans les doublets : 6-8s

Ainsi les variations temporelles constatées précédemment sur l'ensemble des capteurs sont exacerbées au voisinage du puits d'injection, ce qui écarte l'idée d'une variation saisonnière uniquement pour les expliquer.

5.2.3 Etudes des variations de vitesse en choisissant pour référence une période pré-injection

Afin de mieux visualiser les variations temporelles de vitesse au fil des jours, et plus particulièrement à partir de la mise en injection, on utilise la méthode des doublets mais en choisissant pour référence une moyenne sur plusieurs jours avant la mise en injection. L'objectif serait d'exacerber, de cette manière, les variations avant/après mise en injection.

La figure 86 ci-dessous représente la cohérence entre chaque jour J et la référence (comme en figure 78), sauf que la référence est maintenant la moyenne des jours compris entre le jour 1 et le jour 36. Le constat est que la cohérence est renforcée pour tous les temps, positifs comme négatifs, pour les jours 1 à 36 mais qu'elle chute très rapidement pour les jours supérieurs à 36. Du jour 36 au jour 40, la cohérence reste acceptable dans la fenêtre temporelle correspondant à la coda (4-10 secondes). Au-delà du jour 40, la cohérence diminue aussi dans la fenêtre temporelle correspondant à la coda. A partir du jour 50, elle devient inférieure à 0.5 pour quasiment toutes les dates. Les seuls pics de cohérence restant correspondent aux temps d'arrivée des bruits de pompes (voir figure 79) et aux ondes de surface et de volumes (temps inférieurs à 2 secondes).

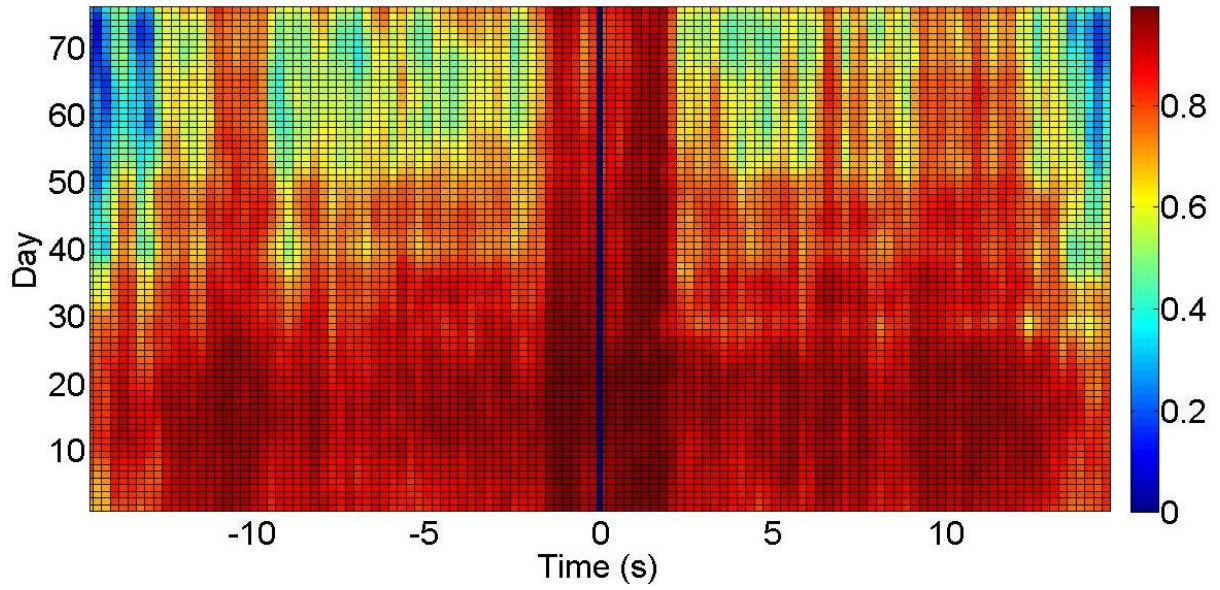


Figure 86 : même chose qu'en figure 78 mais avec une référence correspondant à la moyenne des corrélations, pour chaque paire de capteurs, entre les jours 1 et 36.

Les résultats obtenus par la méthode des doublets en utilisant cette nouvelle référence ne sont donc pas exploitables au-delà du jour 40, donc les variations ne peuvent être estimées correctement.

5.2.4 Interprétation des résultats : noyaux des sensibilité

Les résultats exposés en 5.2.1 et 5.2.2 indiquent que la perturbation de vitesse a , aux temps longs comme ceux choisis dans les études précédemment exposées (plusieurs secondes), plus largement « exploré » la zone proche du puits d'injection que les autres parties du réseau de capteurs.

Ceci est à rapprocher de la notion de noyaux de sensibilité (voir *Froment (2011)* ou encore *Obermann et al. (2014)*). En effet en régime diffusif (comme c'est le cas à de temps longs comme deux de la coda des corrélations), si l'on considère la diffusion comme une marche aléatoire, on note $P(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t)$ la probabilité qu'une particule émise en \mathbf{s} se trouve en \mathbf{r} à l'instant t . Dans ce contexte, la probabilité qu'une particule voyage de \mathbf{s} en \mathbf{r}' en un temps t' puis de \mathbf{r}' en \mathbf{r} en un temps $t-t'$ (donc de \mathbf{s} en \mathbf{r} en un temps total t en passant par \mathbf{r}' au temps t') s'écrit comme le produit de ces deux événements indépendants :

$$P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t', t) = P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t') * P(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t-t') \quad (3.1)$$

Ceci correspond au cas d'une particule allant de \mathbf{s} à \mathbf{r} en passant par le diffuseur situé en \mathbf{r}' . Mais la particule peut également aller de \mathbf{s} à \mathbf{r} en passant par un autre diffuseur que \mathbf{r}' . Pour avoir ainsi la probabilité qu'une particule émise en \mathbf{s} arrive en \mathbf{r} au temps t , il faut prendre en compte la contribution de l'ensemble des trajectoires possibles et donc intégrer sur \mathbf{r}' l'ensemble des positions des diffuseurs. En 2 dimensions cela donne :

$$P(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t) = \int_{\mathcal{S}} P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t') P(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t - t') dS(\mathbf{r}'). \quad (3.2)$$

Cette équation est équivalente à celle de Chapman-Kolmogorov (Roepstorff, 1994),

$$\int_S P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t') * P(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t) dS(\mathbf{r}') = P(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t + t') \quad (3.3)$$

Le membre de gauche de l'équation (3.2) ne dépend donc que de $t' + (t - t') = t$.

En intégrant l'égalité (3.2) sur le temps on obtient le temps de propagation de \mathbf{s} vers \mathbf{r} :

$$t * P(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t) = \int_0^t \int_S P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t') P(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t - t') dS(\mathbf{r}') dt' \quad (3.4)$$

$$\text{Donc } t = \frac{1}{P(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t)} \int_0^t \int_S P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t') P(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t - t') dS(\mathbf{r}') dt' \quad (3.5)$$

On définit maintenant K le noyau de sensibilité (Pacheco and Snieder (2005)) :

$$K(\mathbf{s}, \mathbf{r}', \mathbf{r}, t) = \frac{1}{P(\mathbf{s}, \mathbf{r}, t)} \int_{t_1}^{t-t_2} P(\mathbf{s}, \mathbf{r}', t') P(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t - t') dt' \quad (3.6)$$

Avec t_1 temps de trajet balistique entre \mathbf{s} et \mathbf{r}' et t_2 temps de trajet balistique entre \mathbf{r}' et \mathbf{r} . Alors le temps de trajet s'écrit ;

$$t = \int_S K(\mathbf{s}, \mathbf{r}', \mathbf{r}, t) dS(\mathbf{r}') \quad (3.7)$$

$K(\mathbf{s}, \mathbf{r}', \mathbf{r}, t)$ constitue une mesure du temps statistiquement passé par une onde multiplement diffusée dans chaque élément de surface $dS(\mathbf{r}')$ lors de son trajet de \mathbf{s} vers \mathbf{r} en un temps t .

La figure ci-dessous présente les nœuds de sensibilité concernant une paire de stations S_1 et S_2 du réseau de capteurs de l'ouest du Sichuan (Western Sichuan Seismic Array) réalisée par Obermann et al. (2014) pour deux temps différents ($t = d/v$ avec d distance entre les capteurs et v vitesse des ondes dans le milieu, et $t > d/v$). On y constate qu'aux temps courts l'onde a simplement échantillonné une petite zone le long du trajet direct entre les stations. A des temps supérieurs au temps de vol entre les deux capteurs l'onde a exploré une plus grande zone autour de ces capteurs.

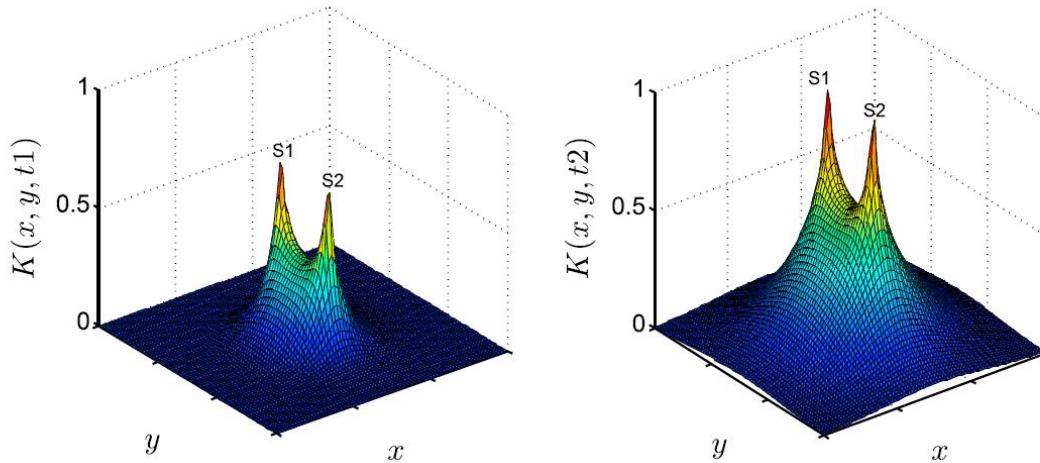


Figure 87 : Exemple de noyaux de sensibilité pour une paire de stations S_1 et S_2 ; à gauche, aux temps courts dans la coda, lorsque les ondes ont tout juste eu le temps de parcourir la distance S_1 - S_2 , t_1 ; droite: à un temps bien plus long. La valeur sur l'axe vertical peut être interprétée comme la sensibilité de la variation de vitesse mesurée entre les deux stations à une variation de vitesse dans le milieu située en (x, y) . Modifié d'après Obermann et al. (2014)

Cela montre que la sensibilité est concentrée au voisinage immédiat des récepteurs, ceci même pour des mesures effectuées sur des ondes qui ont potentiellement échantillonné une zone vaste (puisque à des temps de l'ordre de plusieurs secondes dans la coda). En première approximation on considère donc que les mesures faites entre récepteurs proches, comme c'est le cas ici, ont un caractère local qui explique les différences de comportement entre paires proches et distantes du puits d'injection.

6 Conclusion

Cette partie se proposait d'étudier les variations temporelles de vitesses au fil de l'injection de vapeur d'eau dans un champ d'hydrocarbures, ayant bénéficié d'enregistrement continu. La période à laquelle on s'intéresse s'étend de 40 jours avant à 40 jours après le début de l'injection.

Après un traitement adapté, qui permettait de s'affranchir notamment de la trace des sources actives (fréquences supérieures à 10Hz essentiellement), la méthode des doublets a permis de mettre en évidence des variations de vitesses dans le champ d'hydrocarbures étudié, qui sont concomitantes avec la période d'injection de vapeur. La comparaison avec la méthode du stretching renforce cette assertion.

De plus, ce constat est également corroboré par l'analyse « régionalisée » des corrélations : en effet les variations sont plus intenses lorsque l'analyse est faite sur les capteurs situés au voisinage du puits d'injection de vapeur. En revanche les zones situées plus loin du puits d'injection affichent une tendance globale de variations du milieu moins marquées. Il subsiste cependant des variations qui pourraient être gommées en utilisant beaucoup plus de paires (notamment les hydrophones). En effet l'étude est ici limitée à 34 paires de capteurs espacés de 20 interstations, et tous situés sur la même ligne de capteurs. Moyenner les valeurs de délais dt avec plus de paires pourrait donner des courbes de dt/t moins fluctuantes (plus d'offsets parmi les géophones, et faire intervenir les autres lignes de capteurs, les hydrophones).

Un autre point est le choix de la référence dans la méthode des doublets. Dans l'étude présentée elle correspond à la moyenne des corrélations, pour chaque paire, sur l'ensemble des jours étudiés. Si l'idée d'une référence avant injection (exemple : moyenne sur 20 jours avant la mise en injection) s'est heurtée au problème de la cohérence qui chute drastiquement lorsqu'on s'écarte beaucoup de cette période de référence, l'idée d'une référence qui varie, à partir du moment où la cohérence n'est plus acceptable, reste à exploiter pour mieux voir les variations.

Il serait nécessaire d'avoir une description beaucoup plus précise des activités industrielles sur le site pour pouvoir analyser plus avant les causes possibles de cette perte de cohérence. Cette description permettrait aussi d'aller plus loin dans l'interprétation des variations temporelles. Il est quand même notable que l'analyse des données passives montre des variations de vitesse qui se corrèlent avec les caractéristiques de premier ordre de l'activité d'injection.

Conclusions générales

L'étude présentée dans ce manuscrit a permis d'envisager l'utilisation des méthodes passives, des corrélations d'enregistrements continus, dans le domaine du monitoring de substitutions de fluides, aux échelles du laboratoire et d'un réservoir d'hydrocarbures.

Dans le premier cas, une étude de substitutions de fluides dans des échantillons de roches poreuses a été mise en évidence et quantifiée avec des précisions satisfaisantes, et des valeurs cohérentes avec la théorie poroélastique. L'étude a conduit en outre à mettre en place un nouveau procédé expérimental de mesure des constantes élastiques d'un échantillon solide en utilisant des mesures de bruit. Ce procédé a pour limites l'incompatibilité à des milieux très hétérogènes et/ou atténuants, et ceci constitue un axe de d'amélioration de la technique.

Dans le deuxième cas, l'étude d'un champ d'hydrocarbures soumis à injections de vapeur (dans le cadre de la récupération assistée de l'huile) a été réalisée au travers d'enregistrements continus, sur une période de 80 jours avant et pendant injection. Après la mise en place d'un plan de traitement des données afin d'extraire au mieux l'information ciblée (modification des propriétés du sous-sol lors de l'injection) il a été possible de mettre en évidence des variations notables de la vitesse du milieu à partir de la date de début de l'injection de vapeur. Ces mesures sont cohérentes qu'elles soient réalisées par la méthode des doublets ou du stretching, et avec le calendrier des injections. De plus les variations sont localisées aux environs du puits d'injection ce qui écarte l'hypothèse d'une variation globale du milieu. Le peu d'informations disponibles sur les interventions industrielles sur ce champ n'ont pas permis une étude plus quantitative des modifications de vitesse.

Cette étude a donc permis d'envisager un nouvel axe d'utilisation des techniques de corrélation de bruit dans le cadre de la surveillance de substitutions de fluides, et qui à terme pourrait être utilisée dans le cadre de la surveillance de sites industriels, tel un champ d'hydrocarbures, moyennant un enregistrement permanent déployé sur place.

Annexes

Appendix A: About the computation of the resonance frequencies in Zadler and Le Rousseau's code :

Computation of the displacement field associated to normal modes (without driving force ; although a force is necessarily at the origin of these displacements, we consider it does not have any action anymore during the resonance (Zadler *et al.* 2004) :

We note u_k the displacement in the direction k .

Wave equation in the material: $\rho \ddot{u}_i - \partial_j (C_{ijkl} \partial_l u_k) = 0$ with $1 \leq i \leq 3$ (A1)

Boundary conditions at the free surface S : $(C_{ijkl} \partial_l u_k n_j)|_S = 0$ with $1 \leq i \leq 3$ (A2)

In the frequency domain, the wave equation becomes:

$$\rho \omega^2 u_i + \partial_j (C_{ijkl} \partial_l u_k) = 0 \quad 1 \leq i \leq 3 \quad (A3)$$

The system made by equations (A2) and (A3) has only solutions for a precise set of frequencies that are the resonance frequencies of the sample studied. They depend on the shape and the elastic properties of the medium. Now we define the T function :

$$T = \int_V \left\{ \frac{1}{2} \rho \omega^2 u_i u_i - \frac{1}{2} C_{ijkl} \partial_j u_i \partial_l u_k \right\} dV \quad (A4).$$

Restricting the analysis to homogeneous media, we suppose that density ρ and elastic constants C_{ijkl} are constants. As a consequence, it comes

$$\delta T = \int_V \left\{ \rho \omega^2 u_i \delta u_i - C_{ijkl} \partial_l u_k \delta u_i \right\} dV = 0 \quad (A5).$$

The problem is now an eigenvalue research problem. The eigenvalues are the frequencies for which the system has non zero solutions. They are the normal modes. The displacement field can be decomposed in Fourier series in the basis made by these normal modes.

To solve the eigenvalues research problem numerically, *Zadler et al. (2004)* have followed the model described by *Migliori and Sarrao (1997)*. They have written the displacements in a polynomial form : $u_i = \sum_{\lambda \in \Lambda} a_{i,\lambda} \phi_\lambda$ (A6) with $\phi_\lambda = x^l y^m z^n$ (A7) and $l+m+n < N$ (A8).

In fact, we restrict the displacements to the polynomial degrees that are below or equal to N , that is to say the subspace generated by the monomials ϕ_λ .

Then the new expression of T is :

$$T = \int_V \frac{1}{2} \rho \omega^2 a_{i,\lambda} a_{i,\lambda'} \phi_\lambda \phi_{\lambda'} dV - \int_V \frac{1}{2} C_{ijkl} a_{i,\lambda} a_{k,\lambda'} \partial_j \phi_\lambda \partial_l \phi_{\lambda'} dV \quad (A9)$$

that can be turn into its matrix form :

$$T = \frac{1}{2} \omega^2 a^t E a - \frac{1}{2} a^t \Gamma a \quad (A10) \text{ avec } E_{\lambda i \lambda' k} = \delta_{ik} \rho \int_V \phi_\lambda \phi_{\lambda'} dV, \Gamma_{\lambda i \lambda' k} = C_{ijkl} \int_V \partial_j \phi_\lambda \partial_l \phi_{\lambda'} dV \quad (A11).$$

To search for an extremum value of T , that is to say a normal mode, we set the value of the differential of T at point a to zero:

$d_a T(a) = \omega^2 E a - \Gamma a = 0$ (A12): that is the generalized eigenvalues problem to be solved.

Appendix B : About the inversion in the RUS-inverse code :

About the inversion code, the input parameters of the software RUS-inverse are:

- the set of measured resonance frequencies $f_i^{(mes)}$,
- the exact geometry of the solid sample: its shape (i.e., sphere, parallelepiped or cylinder) and its dimensions (i.e., length, diameter, width...),
- the density ρ of the sample,
- the degree N of the polynomial approximation of the displacement field in Equations (A6), (A7) and (A8), and
- a starting model (i.e., characterized by a density $\rho^{(start)}$ and two elastic constants, for instance the P-wave modulus $C_{11}^{(start)}$ and the S-wave modulus $C_{44}^{(start)}$) for the iterative inversion.

The two output parameters are C_{11} and C_{44} , respectively designating the P-wave modulus and the S-wave modulus of the inverted model.

The following objective function F , that is to say the deviation between the computed resonance frequencies $f_i^{(th)}$ and the measured resonance frequencies $f_i^{(mes)}$, is minimized by software RUS-inverse:

$$(B1) \quad F = \sum_{i=1}^M w_i (f_i^{(th)} - f_i^{(mes)})$$

where w_i designates the weights characterizing the confidence we have in the measurements, and M the number of measurements. In the software RUS-inverse, the minimization of the objective function F is achieved using a nonlinear conjugate gradient method (e.g., Press *et al.* 1992).

Bibliographie

Aki (1957), Space and time spectra of stationary stochastic waves with special reference to microtremors. *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ.*, 35 :415_456.10

Arts, R. J. and Rasolofosaon, P. N. J. (1992), Complete elasticity tensor in dry and saturated rocks: Experiments versus theory: *SEG Technical Program Expanded Abstracts* 1992: pp. 648-651

Bensen et al. (2007), Processing ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements, *Geophysical Journal International* 169, 1239-1260.

Biot M.A. (1941), General theory of three-dimensional consolidation, *J. Applied Phys.* V12, pp. 155-164

Bourbié T., Coussy O., Zinszner B. (1987), *Acoustics of Porous Media*, Technip, Paris

Brenguier et al. (2008), Towards forecasting volcanoic eruptions using seismic noise, *Nature geoscience*, 1 (2), 126–130, doi:10.1038/ngeo104

Brenguier et al. (2011), Monitoring volcanoes using seismic noise correlations, *Comptes Rendus Geoscience*, 343 (633-638), 10.1016/j.crte.2010.12.010

Calvert R. (2005), *Insights and Methods of 4D Reservoir Monitoring and Characterization*, Vol. 8, Distinguished Instructor Series. Tulsa, OK: Soc. Explor. Geophys

Campillo et al. (1999), Seismic wave diffusion in the Earth lithosphere, in *Waves in complex media*, J.P. Fouque Ed., NATO ASI Series, Kluwer

Campillo and Paul (2003), Long-range correlations in the diffusive seismic coda, *Science* 299

Campillo et al. (2011), Nouveaux développements de l'imagerie et du suivi temporel à partir du bruit sismique, *Comptes rendus Geoscience* 343 (487-495): 10.1016/j.crte.2011.07.007

Campillo (2006), Phase and correlation in 'random' seismic fields and the reconstruction of the green function, *Pure and Applied Geophysics*, 163, 10.1007/s00024-005-0032-8

Candès E. J. and Donoho D. L. (1999), Curvelets - a surprisingly effective nonadaptive representation for objects with edges. *Curves and Surfaces*, L. L. Schumaker et al. (eds), Vanderbilt University Press, Nashville, TN

Carroll, M. M. (1979), An effective stress law for anisotropic elastic deformation, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 7510-7512

Claerbout (1968), Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response, *Geophysics* 33,2 (264-269)

Coussy, O. (1995), Mechanics of porous media, John Wiley & Sons, New-York

Cupillard, Stehly, Romanowicz (2011), The one-bit noise correlation: a theory based on the concepts of coherent and incoherent noise, *Geophysical Journal International*, 184, 1397-1414

Curtis et al. (2006), Seismic interferometry –turning noise into signal, *The Leading Edge*, Vol. 25(9), 1082-1092

Derode et al. (2003), Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium (L), *Journal of Acoustical Society of America*, 113 (6), 2673 - 2976

Duputel et al. (2009), Real time monitoring of relative velocity changes using ambient seismic noise at the Piton de la Fournaise volcano (La Réunion) from January 2006 to June 2007, *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 184, 1.1016/j.jvolgeores.2008.11.024

Duvall et al. (1993), Time-distance heliosismology, *Nature*, 362

Friedrich et al. (1998), Ocean-generated microseismic noise located with the Gräfenberg array, *Journal of Seismology* 2, 47-64.

Froment, B. (2011), Utilisation du bruit sismique ambiant dans le suivi temporel de structures géologiques, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble

Fletcher (1980), Practical Methods of Optimization, vol.1 chap.4, John Wiley & Sons, INC., New York

Garnier J. (2009) Fluctuation theory of ambient noise imaging, *Comptes Rendus Geoscience*, Volume 343, Issues 8–9, September 2011, Pages 502–511

Gassmann, F. (1951). Über die elastizität poröser medien,: *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich* , **96**, 1-23. Traduction anglaise disponible à l'adresse suivante <http://sepwww.stanford.edu/sep/berryman/PS/gassmann.pdf>

Hadziioannou, C. (2011), Ondes sismiques en milieu complexe : mesure des variations temporelles de vitesses, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble

Hennino et al. (1999), Observation of equipartition of seismic waves, *Physical Review Letters*, vol. 86 n°15

Herrmann, Böniger et Virschuur (2007), Non-linear primary-multiple separation with directional curvelet frames, *Geophysical International Journal*, **170**, 781-799, doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03360.x

Hornman, J. C., Van Popta, J., Didraga, C. and Dijkerman, H. (2012), Continuous time-lapse seismic data aids thermal EOR project management, *World oil*, **233**, N°7

Johnston, J.H. et al. (2000). Using Legacy Seismic Data in an Integrated Time-Lapse Study: Lena Field, Gulf of Mexico. *The Leading Edge* **19** (3): 294. <http://dx.doi.org/10.1190/1.1438596>

Joseph et al. (2012) Monitoring of SAGD Process: Seismic Interpretation of Ray+Born Synthetic 4D Data : Oil and Gas Science and Technology – Rev. *IFP Energies nouvelles*, v. 67, N°2, pp.263-288

Larose et al. (2004), Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields, *Journal of Applied Physics*, 95 (12) : 10.1063/1.1739529

Larose et al. (2005), Passive retrieval of Rayleigh waves in disordered elastic media, *Physics Review*, E72, 10.1103/PhysRevE.72.046607

Larose et al. (2006), Passive imaging of localized reflectors and interfaces in open media, *Applied Physics Letters* 88, 10.1063/1.2186112

Longuet-Higgins, M. (1950), A theory of the origin of microseisms, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 243(857):1_35. 15

Lobkis and Weaver (2002), On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field: pulse-echo using thermal phonons, *Ultrasonics* 40 (435-439)

Lucet, N. (1989) Vitesse et atténuation des ondes élastiques soniques et ultrasoniques dans les roches sous pression de confinement: Thèse de Doctorat, Université Paris 6

Lucet N., Rasolofosaon P. N. J. and Zinszner B. (1991). Sonic properties of rock under confining pressure using the resonant bar technique. *Journal of Acoustical Society of America* **89**, 980– 990.

Mavko, G. and Jizba, D. (1991), Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks, *Geophysics*, **56**, 1940–1949.

Mavko G, Mukerji T., Dvorkin J. (1998). *Rock Physics Handbook*. Cambridge University Press.

Meeker T.R. and Meitzler A.H. (1964), Guided Wave Propagation in Elongated Cylinders and Plates, *Physical Acoustics*, Vol. I-A (ed. W. P. Mason), pp. 111–167, Academic Press, ISBN.

Meunier J., Huguet F., Meynier P. (2001) Reservoir monitoring using permanent sources and vertical receiver antennae: The Céré-la-Ronde case study, *The Leading Edge* **20**, 622-629

Migliori & Sarrao, (1997), Resonant ultrasound spectroscopy: Applications to physics, materials measurements, and non-destructive evaluation, John Wiley & Sons, INC., New York

Mordret et al. (2013), Helmholtz tomography of ambient noise surface wave data to estimate Scholte wave phase velocity at Valhall Life of the Field, *Geophysics* vol. 78, n° 2, 10.1190/GEO2012-0303.1

Obermann et al. (2014), Seismic noise correlations to image structural and mechanical changes associated with the *M_w* 7.9 2008, AGU publications, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, accepted online march 2014, 10.1002/2013JB010932

Pacheco, C., and R. Snieder (2005), Time-lapse travel time change of multiply scattered acoustic waves, *Journal of the Acoustical Society of America*, 118 (3, Part 1), 1300–1310, doi :10.1121/1.2000827.

Poli et al. (2012), Body wave imaging of the Earth's mantle discontinuities from ambient seismic noise, *Science* 338, 1063

Poupinet et al. (1984), Monitoring Velocity Variations in the Crust Using Earthquake Doublets: An Application to the Calaveras Fault, California, *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, no. B7, 5719-5731

Press W. H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T. & Flannery B.P. (1992): *Numerical recipes in C: The art of scientific computing*. Second Edition. Cambridge University Press.

Rasolofosaon, P. N. J. and Zinszner, B. (2004), Laboratory petroacoustics for seismic monitoring feasibility study, *The Leading Edge*, **23**(3), 252-258.

Rasolofosaon, P. N. J. and Zinszner, B. (2007), The unreasonable success of Gassmann's theory... revisited, *Journal of Seismic Exploration*, **16**, 281-301.

Rasolofosaon, P. N. J. and Zinszner, B. (2009), Poroelastic equations closely examined by Ultrasonic experiments in rocks: in Poromechanics IV: Proceedings of the Fourth Biot Conference on Poromechanics, Edited by: Hoe I. Ling, Andrew Smyth, and Raimondo Betti, DEStech Publication Inc., Lancaster, pp.661-666

Ratdomopurbo, A. & Poupinet (1995), G. Monitoring a temporal change of seismic velocity in a volcano: application to the 1992 eruption of Mt. Merapi (Indonesia). *Geophys. Res. Lett.* **22**, 775-778

Rickett, J. E. and Claerbout, J. F. (1999), Acoustic daylight imaging via spectral factorization: Helioseismology and reservoir monitoring, *The Leading Edge*, **18**, 957-960

Ritzwoller et al. (2011), Ambient noise tomography with a large seismic array, *C. R. Geoscience*, 10.1016/j.crte.2011.03.007

Roux & Kuperman (2004), Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean, *Journal of Acoustical Society of America* 116 (4), 10.1121/1.1797754

Roux et al. (2005), P-waves from cross-correlation of seismic noise, *Geophysical Research Letters* 32, 10.1029/2005GL023803

Royer et Dieulesaint (1996), Ondes élastiques dans les solides, tome 1, propagation libre et guidée, Masson, ISBN 2/225/85422-X

Sabra et al. (2005a), Extracting time-domain Green's function estimates from ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, 32, L03310: 10.1029/2004GL021862

Sánchez-Sesma and Campillo (2006), Retrieval of the Green's Function from Cross Correlation: The Canonical Elastic Problem, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96 (3), 10.1785/0120050181

Sens-Schönfelder et Wegler (2006), Passive imaging interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi volcano, Indonesia, *Geophysics Research Letters*, 33 : 10.1029/2006GL027797

Schuster (2001), Theory of daylight/interferometric imaging: tutorial: 63rd Annual Conference and Exhibition, EAGE, Extended abstracts, A-32

Schuster Gerard Thomas (2009), Seismic interferometry, Cambridge Press

Shapiro & Campillo (2004), Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters* 31, 10.1029/2004GL019491

Shapiro et al. (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science* 307, 10.1126/science.1108339

Slob, E., and Wapenaar, K., (2007), GPR without a source: Cross-correlation and cross-convolution methods: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 45, (8) 2501-2510.

Starck, Candès, Donoho (2002), The curvelet transform for image denoising, *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 11, no.6

Stehly L., Cupillard P., Romanowicz B. (2011), Towards improving ambient noise tomography using simultaneously curvelet denoising filters and SEM simulations of seismic ambient noise, *Comptes Rendus Geoscience*, Volume 343, Issues 8–9, Pages 591–599, DOI: 10.1016/j.crte.2011.03.005

Thompson, M., and J. R. Willis J.R. (1991), Reformation of the equations of anisotropic poroelasticity, *Journal of Applied Mechanics*, **58**, 612-616.

Van Vleck, J.H. and Middleton, D. (1966), The Spectrum of Clipped Noise, *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, n°1.

Wang, H. F., (2000), *Theory of Linear Poroelasticity*, Princeton University Press, Princeton, NJ

Wapenaar (2004), Retrieving the Elastodynamic Green's Function of an Arbitrary Inhomogeneous Medium by Cross Correlation, *Physical Review Letters* 93, 10.1103/PhysRevLett.93.254301

Weaver (1982), On diffuse wave in solid media, *Journal of Acoustical Society of America*, 71, 1608-1609

Weaver and Lobkis (2001), On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field, *Journal of Acoustical Society of America*, 110(6), 10.1121/1.1417528

Zadler et al. (2004), Resonant Ultrasound Spectroscopy: theory and application, *Geophysical Journal International* 156, 154-169, 10.1111/j.1365-246X.2004.02093.x

Zigone et al. (2014), Seismic Tomography of the Southern 1 California plate boundary region from noise based Rayleigh and Love Waves, submitted to *Pure Applied Geophysics*.

